

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre:

936

THÈSES

PRESENTEES,

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ès-sciences

PAR

AUBERT Jean-Jacques

1^{re} THESE. — "Etude des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ "

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 27/4/1972 devant la Commission d'examen

MM. J.J. PEREZ Y JORBA Président.

J.C. BIZOT	{	Examineurs.
J. PRENTKI		
M. VIVARGENT		



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547103_0026

ORSAY

Série A, n°

N° d'ordre :

936

THÈSES

PRESENTEES,

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ès-sciences

PAR

AUBERT Jean-Jacques

1^{re} THESE. — "Etude des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ "

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 27/4/1972 devant la Commission d'examen

MM. J.J. PEREZ Y JORBA Président.

J.C. BIZOT

J. PRENTKI

M. VIVARGENT

} Examineurs.

1873
Vol. 1
No. 1
1873

THESES

UNIVERSITY OF LEIDEN
LIBRARY

1873

IN WAREHOUSE 1873

1873

UNIVERSITY OF LEIDEN

1873 - 1874

1873 - 1874

1873 - 1874

1873 - 1874



Je désire exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur J. TEILLAC et Monsieur le Professeur M. JEAN qui m'ont accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire

Je tiens à remercier Monsieur VIVARGENT, Directeur de la Division des Hautes Energies de l'I.P.N., qui a dirigé mon travail et qui a su créer au sein du groupe de Physiciens qu'il dirige la cohésion et l'enthousiasme nécessaires pour réaliser ce travail.

Que Messieurs les Professeurs J.J. PEREZ Y JORBA et J.C. BIZOT, qui ont accepté de faire partie du Jury, trouvent ici l'expression de mes remerciements.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur J. PRENTKI qui a eu la tâche bien ingrate de corriger la partie théorique de ce travail. Ses conseils judicieux m'ont permis de préciser l'interprétation théorique des résultats expérimentaux.

Ce travail est le résultat d'une collaboration et je remercie très vivement Messieurs W. BARTL, X. de BOUARD, V. LEPELTIER, L. MASSONNET, G. NEUHOFFER, F. NIEBERGALL, H. PESSARD, M. REGLER, M. STEUER, H. STIER, M. VIVARGENT, T.R. WILLITTS, K. WINTER et M. YVERT qui ont tous contribué à la réalisation de ce travail.

Je remercie Messieurs J.C. BEL, J. DUFOURNAUD, B. FRIEND, J.C. LACOTTE et J.P. REUTER qui ont construit l'électronique nécessaire pour la réalisation de cette expérience et en ont assuré le bon fonctionnement.

Je remercie Mademoiselle M. PARE et Mademoiselle E. DAVANTURE qui ont mené à bien la frappe de ce manuscrit.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - Description phénoménologique des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	5
1 - Système $K^0 \bar{K}^0$	5
2 - Violation de CP dans les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	8
A - Les différents états de CP	8
B - Relation entre l'état de CP et l'isospin	8
C - Effet de barrière centrifuge	10
D - Mesure de la violation de CP dans un faisceau de K^0 pur	10
3 - Analyse de la transition $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	11
A - Etude de l'état 3π avec isospin total I	12
B - Développement des amplitudes M_F	15
4 - Analyse dans le diagramme de Dalitz	16
A - Etats I = 0,2	16
B - Test de la règle $\Delta I = 1/2$	17
CHAPITRE II - Appareillage, acquisition des données	23
1 - Production d'un faisceau de K^0 pur d'impulsion connue	23
A - Choix théorique du faisceau	23
B - Réalisation expérimentale	25
2 - Détection des produits de désintégration du K^0	28
A - Détection des particules chargées	28
B - Détection des produits de désintégration du π^0	29
3 - Electronique associée et acquisition des données	30
CHAPITRE III - Méthodes générales d'analyse de performance de l'appareillage	37
1 - Reconstruction géométrique	37
A - Reconstruction d'une droite dans une projection	37
B - Association des projections dans l'espace	39
C - Détermination du vertex de désintégration	41
D - Détermination du vertex de production	43
E - Association des traces avant, après l'aimant, détermination de l'impulsion	43
2 - Reconstruction cinématique	46
A - Principe mathématique	46
B - Conditions pratiques d'utilisation	47
3 - Performance de l'appareillage	49
A - Simulation des événements	49
B - Etude des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	50
CHAPITRE IV - Analyse des événements $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	55
1 - Reconstruction géométrique	55
2 - Cinématique des événements	56
3 - Coupures préliminaires	57
A - Coupures géométriques	57
B - Coupures cinématiques	58
4 - Etude des fonds possibles	60
A - A la production du K^0	60
B - A la désintégration du K^0	61
C - Fond "prompt"	65
D - Fond induit par les π^+	65

5 - Monte Carlo et test de consistance des événements	67
A - Erreur dans le choix de la solution à la production	67
B - Reproduction des coupures en Monte Carlo	67
C - Problèmes spécifiques à la simulation Monte Carlo des K3P	69
D - Comparaison des données expérimentales et des événements simulés	70
E - Calcul du taux de désintégration $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$	74
F - Conclusion	74
CHAPITRE V - Détermination des paramètres physiques et comparaison avec les résultats antérieurs	79
1 - Détermination des paramètres physiques	79
A - Principe du calcul	79
B - Détermination des paramètres de l'élément de matrice	80
C - Détermination des paramètres de la violation de CP	82
D - Détermination des amplitudes $I = 0, I = 2$	85
2 - Comparaison avec des résultats antérieurs	86
A - Violation de CP	86
B - Etude de l'élément de matrice $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	90
CHAPITRE VI - Interprétation des résultats	95
1 - Violation de CP	95
A - Résultats expérimentaux	95
B - Modèles décrivant la violation de CP	98
C - Conclusion	102
2 - Test de la règle $I = 1/2$	103
A - Résultats expérimentaux	103
B - Modèles théoriques	105
C - Conclusion	113
CONCLUSION	115
BIBLIOGRAPHIE	117

INTRODUCTION

Au début de l'année 1969, la collaboration CERN-Orsay-Vienne avait réalisé et mis au point un dispositif expérimental permettant l'étude des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi \nu$ pour vérifier la validité de la règle $\Delta S = \Delta Q$. A cette époque, l'étude de la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ reposait sur des expériences à faibles statistiques [VI 21], le taux de la violation de CP était entaché d'une grande incertitude. Si les paramètres de l'élément de matrice de la désintégration (mesurés dans les désintégrations $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$) étaient connus avec une grande précision, les différents résultats n'étaient pas compatibles entre eux.

Le dispositif expérimental dont disposait la collaboration COV a été modifié à la fin de l'année 1969 pour étudier les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. L'année 1970 a été consacrée à l'acquisition des données pour les deux modes de désintégration, et nous présentons ici les résultats relatifs au mode $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Après avoir présenté une description phénoménologique des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, nous décrirons :

- le dispositif expérimental ;
- le principe de la reconstruction géométrique et cinématique des événements ainsi que les performances du dispositif ;
- la recherche des événements $K3\pi$, l'élimination du fond et le calcul de l'acceptance de l'appareillage.

Avec le lot d'événements $K3\pi$ ainsi défini, nous déterminerons la valeur des paramètres physiques, puis nous confronterons nos résultats avec les prédictions des modèles théoriques.

CHAPITRE I

DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE DES DESINTEGRATIONS

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

C H A P I T R E I

DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE DES DESINTEGRATIONS

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

1 - SYSTEME $K^0 \bar{K}^0$

Les interactions fortes conservent l'étrangeté ; la représentation $K^0 \bar{K}^0$ sera donc convenable pour la production de ces particules. Par contre, la désintégration du K^0 s'effectue sans conserver l'étrangeté (la particule K^0 ou l'antiparticule $\bar{K}^0$ donnent le même état final), et l'on observe, expérimentalement, deux états distincts (K_S^0 et K_L^0) pour les mésons K neutres qui ont une durée de vie propre (τ_S et τ_L); la représentation $K^0 \bar{K}^0$ ne sera pas adéquate pour décrire la désintégration.

Gell-Mann et Païs [I-1] ont montré que la description de l'évolution en fonction du temps du système $K^0 \bar{K}^0$ nécessite l'introduction de deux particules à durée de vie déterminée qui sont des combinaisons linéaires de $K^0 \bar{K}^0$.

$$-\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} K^0 \\ \bar{K}^0 \end{pmatrix} = \left(\frac{\Gamma}{2} + iM \right) \begin{pmatrix} K^0 \\ \bar{K}^0 \end{pmatrix} \quad (I,1)$$

Γ est appelé matrice de désintégration,

M est appelé matrice de masse,

Γ et M sont des matrices 2x2 hermitiques,

t temps propre calculé dans le centre de masse du K^0 .

Si H_ω est l'Hamiltonien des interactions faibles,

F un état final donné,

et ρ_F la densité d'état final,

$$\text{on a} \quad \Gamma_{11} = 2\pi \sum_F \rho_F |\langle F | H_\omega | K^0 \rangle|^2 \quad (I,2a)$$

$$\Gamma_{12}^* = \Gamma_{21} = 2\pi \sum_F \rho_F \langle \bar{K}^0 | H_\omega | F \rangle \langle F | H_\omega | K^0 \rangle \quad (I,2b)$$

$$\Gamma_{22} = 2\pi \sum_F \rho_F |\langle F | H_\omega | \bar{K}^0 \rangle|^2 \quad (I,2c)$$

$$M_{11} = m_{K^0} + \langle K^0 | H_\omega | K^0 \rangle + \sum_F P \frac{|\langle F | H_\omega | K^0 \rangle|^2}{m_{K^0} - m_F} \quad \begin{array}{l} P \text{ signifie partie} \\ \text{principale} \end{array} \quad (I,3a)$$

$$M_{21} = M_{12}^* = \langle \bar{K}^0 | H_\omega | K^0 \rangle + \sum_F P \frac{\langle \bar{K}^0 | H_\omega | F \rangle \langle F | H_\omega | K^0 \rangle}{m_{K^0} - m_F} \quad (I,3b)$$

$$M_{22} = m_{\bar{K}^0} + \langle \bar{K}^0 | H_\omega | \bar{K}^0 \rangle + \sum_F P \frac{|\langle F | H_\omega | \bar{K}^0 \rangle|^2}{m_{\bar{K}^0} - m_F} \quad (I,3c)$$

Si de plus nous admettons la validité du théorème CPT

$$\Rightarrow \begin{cases} \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \\ M_{11} = M_{22} \end{cases}$$

les solutions de l'équation de Schrödinger (I,1) seront de la forme

$$\psi(t) = |K_j^0\rangle e^{-\left(\frac{\gamma_j}{2} + im_j\right)t} \quad j = 1, 2 \quad (I,4)$$

γ_j largeur totale de désintégration du K_j^0

m_j masse du K_j^0

et définies par la relation

$$\left(\frac{\Gamma}{2} + iM\right) |K_j^0\rangle = \left(\frac{1}{2} \gamma_j + im_j\right) |K_j^0\rangle \quad (I,5)$$

Les deux solutions seront :

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}} \begin{pmatrix} (1+\epsilon)K^0 \\ (1-\epsilon)\bar{K}^0 \end{pmatrix} \quad (I,6a)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}} \begin{pmatrix} (1+\epsilon)K^0 \\ -(1-\epsilon)\bar{K}^0 \end{pmatrix} \quad (I,6b)$$

avec
$$\epsilon = \frac{(\Gamma_{12} - \Gamma_{12}^*)/2 + i(M_{12} - M_{12}^*)}{(\gamma_1 - \gamma_2) + 2i(m_1 - m_2)} \quad (I,6c)$$

Dans la représentation $K^0 \bar{K}^0$, CP est représenté par la matrice

$$CP = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Les valeurs propres 1 et -1 correspondent aux deux états propres $|K_1^0\rangle$ et $|K_2^0\rangle$

$$|K_1^0\rangle = \frac{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}$$

Donc, s'il n'y a pas de violation de CP dans les désintégrations du K^0 ,
 $\varepsilon = 0$.

Depuis la découverte de la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, la violation de CP dans la désintégration du K^0 est établie et il a été émis l'hypothèse [I-2] qu'une violation maximale de CP dans un autre canal pouvait expliquer la différence entre les états $K_{S(L)}^0$ et $K_{1(2)}^0$. A cet effet, explicitons la contribution à ε du mode $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ que nous avons étudié. (On n'explicitera que la contribution due à la matrice de désintégration)

$$\varepsilon_{3\pi} = \frac{(\Gamma_{12} - \Gamma_{12}^*)^{3\pi/2}}{\gamma_1 - \gamma_2 + 2i(m_1 - m_2)} \quad (I,7a)$$

ou, si l'on introduit l'approximation $m_2 - m_1 = 0.5 \gamma_1$

$$\varepsilon_{3\pi} = \frac{i \operatorname{Im} \Gamma_{12}^{3\pi} (1+i)}{2\gamma_1} \quad (I,7b)$$

Nous calculerons $\operatorname{Im} \Gamma_{12}^{3\pi}$ en supposant CPT vrai et en ne tenant compte que des états finals 3π avec isospin égal à 1. (hypothèse qui sera justifiée plus loin).

$$\langle 3\pi(I=1) | H_\omega | K^0 \rangle = A e^{i\delta} \quad (I,8a)$$

$$\langle 3\pi(I=1) | H_\omega | \bar{K}^0 \rangle = -A^* e^{i\delta} \quad (I,8b)$$

δ : déphasage introduit par l'interaction dans l'état final

$$\langle 3\pi(I=1) | H_\omega | K_2^0 \rangle = \sqrt{2} \operatorname{Re} A e^{i\delta} \quad (I,8c)$$

$$\langle 3\pi(I=1) | H_\omega | K_1^0 \rangle = \sqrt{2} i \operatorname{Im} A e^{i\delta} \quad (I,8d)$$

et

$$\eta_{+-0}^{I=1} = \frac{\langle 3\pi(I=1) | H_\omega | K_1^0 \rangle}{\langle 3\pi(I=1) | H_\omega | K_2^0 \rangle} = i \frac{\operatorname{Im} A}{\operatorname{Re} A} \quad \text{purement imaginaire} \quad (I,9)$$

$$\Gamma_{12}^{3\pi} = \langle \bar{K}^0 | H_\omega | 3\pi \rangle \langle 3\pi | H_\omega | K^0 \rangle = -A^2$$

donc

$$\varepsilon_{3\pi} = \frac{-2i \operatorname{Im} A \operatorname{Re} A (1+i)}{2\gamma_1}$$

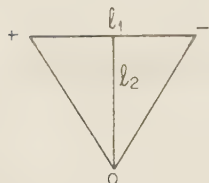
$$\varepsilon_{3\pi} = - \frac{\eta_{+-0}^{I=1} \gamma_2^{3\pi} (1+i)}{2\gamma_1} \quad \text{avec} \quad \gamma_2^{3\pi} = 2(\operatorname{Re} A)^2$$

$$\gamma_2^{3\pi} = 0.126 \gamma_2 \quad [VI-17]$$

$$\varepsilon_{3\pi} = - \eta_{+-0}^{I=1} 10^{-4} (1+i) = |\eta_{+-0}^{I=1}| 10^{-4} (1-i) \quad (I,10)$$

2 - VIOLATION DE CP DANS LES DESINTEGRATIONS $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

A - RECHERCHONS LES DIFFERENTS ETATS PROPRES DE CP POUR UN SYSTEME COMPOSE DE TROIS PIONS.



Soit, l_1 le moment angulaire relatif de π^+ par rapport à π^-
 l_2 le moment angulaire relatif de π^0 par rapport au
 centre de masse du système $\pi^+\pi^-$.

La parité du système $3\pi, P$, est égale au produit des parités intrinsèques de chaque pion multiplié par la parité introduite par les moments angulaires relatifs.

$$P = (-1)^3 (-1)^{l_1} (-1)^{l_2}$$

$$P = (-1)^{l_1+l_2+1} \quad (I, 11)$$

La statistique de Bose implique que la fonction d'onde globale représentant le système $\pi^+\pi^-\pi^0$ doit rester identique dans l'échange complet de deux particules. L'échange complet ($\pi^+\pi^-$) est le produit de la conjugaison de charge, de l'échange des coordonnées d'espace et de l'échange des spins, soit :

$$C = (-1)^{l_1} (-1)^S$$

Comme le spin des pions est nul, la conjugaison de charge C du système $\pi^+\pi^-\pi^0$ sera :

$$C = (-1)^{l_1} \quad (I, 12)$$

et les valeurs propres de l'opérateur CP appliqué au système $\pi^+\pi^-\pi^0$ seront :

$$CP |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = (-1)^{l_2+1} |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle \quad (I, 13)$$

On remarquera que si le système 3π provient de la désintégration d'une particule à spin nul $l_1 = l_2$.

Les deux états propres de CP : K_1^0 et K_2^0

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$$

ont une valeur propre +1 et -1, donc :

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad \text{ne viole pas CP si } l \text{ impair}$$

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad \text{ne viole pas CP si } l \text{ pair.}$$

B - RECHERCHONS LA RELATION ENTRE L'ETAT DE CP POUR UN SYSTEME DE TROIS PIONS ET SON ISOSPIN GLOBAL.

Dans l'espace isotopique, le méson π est un isovecteur :

$$\pi = \begin{pmatrix} \pi_1 \\ \pi_2 \\ \pi_3 \end{pmatrix}$$

avec

$$\pi^+ = \frac{\pi_1 + i\pi_2}{\sqrt{2}}$$

$$\pi^- = \frac{\pi_1 - i\pi_2}{\sqrt{2}}$$

$$\pi^0 = \pi_3$$

L'opérateur de symétrie de charge R est une rotation de π autour de l'axe 2 de l'isoespace, donc :

$$R \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \pi^- \\ \pi^0 \\ \pi^+ \end{pmatrix}$$

Le pion sera un état propre de la parité isotopique G définie comme le produit de la conjugaison de charge par la symétrie de charge. En effet,

$$G \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix} = CR \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix} = -C \begin{pmatrix} \pi^- \\ \pi^0 \\ \pi^+ \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix}$$

Quelle sera alors la parité isotopique du système $\pi^+\pi^-\pi^0$?

Chaque pion étant un état propre de G, la parité isotopique du système sera le produit des parités isotopiques, soit :

$$G_{(\pi^+\pi^-\pi^0)} = (-1)^3 = (-1)$$

D'autre part, le système $\pi^+\pi^-\pi^0$ est un état neutre à étrangeté nulle, et $I_3 = 0$, la fonction d'onde de spin isotopique, se transforme comme l'harmonique sphérique Y_I^0 sous l'effet de la symétrie de charge et $R Y_I^0 = (-1)^I Y_I^0$

$$\text{donc } G = C(-1)^I = -1 \tag{I,14}$$

En utilisant la valeur calculée pour C, on en déduit la relation liant le moment angulaire ℓ à l'isospin, soit :

$$(-1)^{\ell+I+1} = 1 \tag{I,15}$$

Résumons dans le tableau II les informations obtenues :

TABLEAU II

	I	ℓ	conservation de CP
$K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	pair	impair	oui
	impair	pair	non
$K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	pair	impair	non
	impair	pair	oui

C - EFFET DE BARRIERE CENTRIFUGE.

Les états $\pi^+\pi^-\pi^0$ à isospin global pair ont un moment angulaire relatif impair entre le π^+ et le π^- , les amplitudes $A = \langle \pi^+\pi^-\pi^0(I \text{ pair}) | H | K^0 \rangle$ sont donc atténuées par un effet de barrière centrifuge ; effet en $(kR)^{2\ell}$ sur l'amplitude,

où k est la valeur moyenne de l'impulsion du pion dans le centre de masse du système $\pi^+\pi^-$

et R le rayon effectif de l'interaction

T.D. Lee et C.S. Wu [I-3] choisissent $(kR)^2 \approx 10^{-1}$ si R est la longueur d'onde Compton du pion.

L'état $I = 0$ est décrit par une onde f , donc $\ell = 3$ (des propriétés de symétrie de l'amplitude interdisent une onde p).

L'état $I = 2$ est décrit par une onde p , donc $\ell = 1$

Si $\xi_{3/2}$ est le taux de l'amplitude $\Delta I = 3/2$,

$\xi_{5/2}$ le taux de l'amplitude $\Delta I = 5/2$,

et η_I le taux de violation de CP pour l'état final de spin isotopique I , l'ordre de grandeur des rapports entre les différentes amplitudes et l'amplitude $A[K_2^0 \rightarrow 3\pi, I=1]$ sera :

$$A[K_2^0 \rightarrow 3\pi, I=0] = (kR)^6 \eta_0 \quad (I,16a) \quad A[K_1^0 \rightarrow 3\pi, I=0] = (kR)^6 \quad (I,17a)$$

$$A[K_2^0 \rightarrow 3\pi, I=1] = 1 \quad (I,16b) \quad A[K_1^0 \rightarrow 3\pi, I=1] = \eta_1 \quad (I,17b)$$

$$A[K_2^0 \rightarrow 3\pi, I=2] = (kR)^2 \eta_2 \xi(3/2) \quad (I,16c) \quad A[K_1^0 \rightarrow 3\pi, I=2] = (kR)^2 \xi(3/2) \quad (I,17c)$$

$$A[K_2^0 \rightarrow 3\pi, I=3] = \xi(5/2) \quad (I,16d) \quad A[K_1^0 \rightarrow 3\pi, I=3] = \eta_3 \xi(5/2) \quad (I,17d)$$

D - MESURE DE LA VIOLATION DE CP DANS LA DESINTEGRATION D'UN FAISCEAU DE K^0 PUR [I-7].

On négligera ϵ , terme dont l'influence n'est pas sensible au niveau des expériences actuellement possibles.

Soit $A_{I=1,3}^S$ l'amplitude $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ qui viole CP, $A_{I=0,2}^S$ l'amplitude $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ qui ne viole pas CP, A_L l'amplitude $K_L^0 \rightarrow 3\pi$ et $\eta_{+-0} = \frac{A_{I=1,3}^S}{A_L}$. Le taux de désintégration d'un état K^0 pur en fonction du temps sera :

$$N(t) \propto |\eta_{+-0} + \frac{A_{I=0,2}^S}{A_L}|^2 e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} + 2(\text{Re}\eta_{+-0} \cos\Delta m t - \text{Im}\eta_{+-0} \sin\Delta m t) e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t}$$

La sensibilité des expériences actuelles permet de négliger la contribution $A_{I=0,2}^S$ et l'on peut écrire :

$$N(t) \propto |\eta_{+-0}|^2 e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} + 2 (\text{Re}\eta_{+-0} \cos \Delta m t - \text{Im}\eta_{+-0} \sin \Delta m t) e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t} \quad (I,18)$$

La mesure des paramètres $\text{Re}\eta_{+-0}$ et $\text{Im}\eta_{+-0}$ déterminera la violation de CP dans la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Si l'on ne tient compte que de l'état final $I = 1$ qui est prépondérant (équation I,16) alors η_{+-0} (équation I,9) est une quantité purement imaginaire et $N(t)$ s'écrit :

$$N(t) \propto |\eta_{+-0}|^2 e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} - 2 |\eta_{+-0}| \sin \Delta m t e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t} \quad (I,19)$$

On remarquera qu'un état pur $I = 3$ donnerait aussi η_{+-0} imaginaire pur, mais un état $I = 1$ mixé à un état $I = 3$ donne une partie réelle à η_{+-0} si l'interaction dans l'état final introduit un déphasage [I-8].

3 - ANALYSE DE LA TRANSITION $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Soit à construire une amplitude générale M pour la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Les propriétés de M sont définies à partir de l'isospin, du spin, de la parité du système 3π et de la statistique de Bose.

L'amplitude s'écrit :

$$M = \sum M_I M_F M_{JP}$$

où M_I est caractéristique de la dépendance du spin isotopique,
 M_{JP} est caractéristique de la parité et du spin,
et M_F tient compte de la dépendance en impulsion énergie.

Dans le cas $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, $J^P = 0^-$. En ce qui concerne M_{JP} la description d'un état $J = 0$ est représentée par un tenseur d'ordre 0, c'est-à-dire une constante, nous choisirons $M_{JP} = 1$.

Le système du centre de masse K^0 étant choisi, $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 = 0$ et chaque scalaire dépendant de l'impulsion pourra être exprimé en fonction de l'énergie ω_i des particules.

$$\text{ex : } 2\vec{P}_1 \vec{P}_2 = (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 - \vec{P}_1^2 - \vec{P}_2^2 = P_3^2 - P_1^2 - P_2^2 = \omega_3^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2 - m_3^2 + m_1^2 + m_2^2$$

Donc, M_F pourra s'écrire comme une fonction des énergies seules :

$$M = \sum M_I M_F(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$$

Comme l'amplitude M doit être symétrique dans l'échange de deux pions, nous déduirons les propriétés de symétrie de M_F de celles de M_I .

Soit $\vec{\pi}_a, \vec{\pi}_b, \vec{\pi}_c$ les vecteurs représentant l'isospin des trois pions. Dans l'espace d'isospin les coordonnées d'un vecteur $\vec{\pi}$ sont reliées aux composantes de charge par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \pi_1 = \frac{\pi^+ + \pi^-}{\sqrt{2}} \\ \pi_2 = i \frac{\pi^- - \pi^+}{\sqrt{2}} \\ \pi_3 = \pi^0 \end{cases}$$

Les amplitudes M_I peuvent être calculées, soit à partir des vecteurs $\vec{\pi}_a, \vec{\pi}_b, \vec{\pi}_c$, soit à partir des différents états de charge du système 3π . C'est la dernière solution qui a été retenue dans cet exposé.

A cet effet, on cherche tous les états de charge 3π en combinant deux pions dans un état d'isospin I^{12} , puis en ajoutant un troisième pion pour obtenir l'isospin total I .

Désignons par $|I^{12}, I, I_3\rangle$ un tel état,

I^{12} spin isotopique des pions 1 et 2

I spin isotopique du système 3π

I_3 troisième composante de I

alors,

$$|I^{12}, I, I_3\rangle = \sum \langle 1, I_3^1 ; 1, I_3^2 | I^{12}, I_3^{12} \rangle \langle I^{12}, I_3^{12} ; 1, I_3^3 | I, I_3 \rangle |I_3^1, I_3^2, I_3^3\rangle$$

(I,20)

où $|I_3^1, I_3^2, I_3^3\rangle$ définit un état de charge

et $\langle I^\alpha, I_3^\alpha, I^\beta, I_3^\beta | I^{\alpha\beta}, I_3^{\alpha\beta} \rangle$ est un coefficient de Clebsch-Gordan

On remarquera que I^{12} peut être égal à 0, 1, 2 et que pour un état final I , il existe au maximum trois états possibles.

A - ETUDE DE L'ETAT 3π AVEC UN ISOSPIN TOTAL I .

a) $I = 0$.

Il existe un seul état $I = 0$ soit $|1,0,0\rangle$

$$\text{et } |1,0,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (|+0-\rangle - |0+-\rangle - |+ -0\rangle + |-+0\rangle + |0-+\rangle - |-0+\rangle) \quad (\text{I,21})$$

Cet état est complètement antisymétrique dans l'échange de deux quelconques des pions et, par conséquent, l'amplitude M_F associée à M_I sera aussi complètement antisymétrique. Désignons par a° cette amplitude.

b) $I = 1$.

L'état $|I^{12}, 1, 0\rangle$ peut être obtenu à partir de trois états $I^{12} = 0, 1, 2$ conduisant à trois états indépendants orthonormés définissant une base.

$$|0, 1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[|+-0\rangle + |-+0\rangle - |000\rangle \right]$$

$$|1, 1, 0\rangle = \frac{1}{2} \left[|+0-\rangle - |0+-\rangle + |-0+\rangle - |0-+\rangle \right]$$

$$|2, 1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{60}} \left[3|+0-\rangle + 3|0+-\rangle - 2|+-0\rangle - 2|-+0\rangle + 3|0-+\rangle + 3|-0+\rangle - 4|000\rangle \right]$$

On définira une nouvelle base en substituant à ces trois états, trois nouveaux états indépendants, orthonormés, combinaison linéaire des trois états initiaux. En particulier, un état complètement symétrique M_1^S peut être obtenu.

M_1^S doit être une combinaison linéaire des états $|0, 1, 0\rangle$ et $|2, 1, 0\rangle$ (l'état $|1, 1, 0\rangle$ est antisymétrique dans l'échange des deux premiers pions).

M_1^S doit être normé

$$\text{donc } M_1^S = \frac{1}{\sqrt{n^2+6}} \left[|+-0\rangle + |-+0\rangle + |+0-\rangle + |-0+\rangle + |0+-\rangle + |0-+\rangle + n|0, 0, 0\rangle \right] \quad (I, 22)$$

$$M_1^S = \alpha |0, 1, 0\rangle + \beta |2, 1, 0\rangle \quad (I, 23)$$

α, β, n seront déterminés par le système suivant obtenu en identifiant les relations I, 22 et I, 23.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\alpha}{\sqrt{3}} - \frac{2\beta}{\sqrt{60}} = \frac{1}{\sqrt{6+n^2}} \\ \frac{\alpha}{\sqrt{3}} + \frac{4\beta}{\sqrt{60}} = -\frac{n}{\sqrt{6+n^2}} \\ \frac{3\beta}{\sqrt{60}} = \frac{1}{\sqrt{6+n^2}} \end{array} \right.$$

soit

$$\left\{ \begin{array}{l} n = -3 \\ \beta = \frac{2}{3} \\ \alpha = \frac{\sqrt{5}}{3} \end{array} \right.$$

$$\text{et } M_1^S = \frac{1}{\sqrt{15}} \left[|+-0\rangle + |-+0\rangle + |+0-\rangle + |-0+\rangle + |0+-\rangle + |0-+\rangle - 3|0, 0, 0\rangle \right] \quad (I, 24)$$

Un autre état M_1^2 symétrique dans l'échange des deux premiers pions est :

$$M_1^2 = \frac{2}{3} |0,1,0\rangle - \frac{\sqrt{5}}{3} |2,1,0\rangle \quad M_1^2 \text{ est normé et orthogonal à } M_1^S$$

$$M_1^2 = \frac{1}{\sqrt{12}} \left[-2|+-0\rangle - 2|-+0\rangle + |+0-\rangle + |-0+\rangle + |0+-\rangle + |0-+\rangle \right] \quad (I,25)$$

Le dernier état M_1^3 antisymétrique dans l'échange des deux premiers pions est :

$$M_1^3 = |1,1,0\rangle = \frac{1}{2} \left[|+0-\rangle - |0+-\rangle + |-0+\rangle - |0-+\rangle \right] \quad (I,26)$$

A chaque amplitude d'isospin M_1^S , M_1^2 et M_1^3 est associée une amplitude M_F : a_1^S , a_1^2 et a_1^3 qui a les mêmes propriétés de symétrie que M_1 .

c) I = 2.

L'état $|I^{12}, 2, 0\rangle$ peut être obtenu à partir de deux états intermédiaires $I^{12} = 1, 2$ conduisant à deux états orthonormés :

$$M_2^a = |1, 2, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{12}} \left[|+0-\rangle - |0+-\rangle + 2|-+0\rangle - 2|+-0\rangle + |-0+\rangle - |0-+\rangle \right] \quad (I,27)$$

$$M_2^S = |2, 2, 0\rangle = \frac{1}{2} \left[|+0-\rangle + |0+-\rangle - |-0+\rangle - |0-+\rangle \right] \quad (I,28)$$

M_2^a est antisymétrique dans l'échange des deux premiers pions

M_2^S est symétrique dans l'échange des deux premiers pions

Désignons par a_2^a et a_2^S les amplitudes M_F associées respectivement à M_2^a et M_2^S .

d) I = 3.

On ne peut construire qu'une seule fonction M_I qui sera complètement symétrique dans l'échange de deux pions.

$$M_3 = |2, 3, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{10}} \left[|+-0\rangle + |-+0\rangle + |+0-\rangle + |-0+\rangle + |0+-\rangle + |0-+\rangle + 2|000\rangle \right] \quad (I,29)$$

Appelons a_3^S l'amplitude M_F correspondante.

Résumons dans un tableau ces résultats pour les différents états de charge possibles du système $\pi^+\pi^-\pi^0$ (on normalise les états en supprimant les états $|000\rangle$).

TABLEAU I2

Etats de charge	I = 0	I = 1	I = 2	I = 3
+ - 0	$\sqrt{2} a^{\circ}$	$\sqrt{2} a_1^S - 2 a_1^2$	$- 2 a_2^a$	$\sqrt{2} a_3^S$
- + 0	$-\sqrt{2} a^{\circ}$	$\sqrt{2} a_1^S - 2 a_1^2$	$+ 2 a_2^a$	$\sqrt{2} a_3^S$
+ 0 -	$-\sqrt{2} a^{\circ}$	$\sqrt{2} a_1^S + a_1^2 + \sqrt{3} a_1^3$	$- a_2^a + \sqrt{3} a_2^S$	$\sqrt{2} a_3^S$
- 0 +	$\sqrt{2} a^{\circ}$	$\sqrt{2} a_1^S + a_1^2 + \sqrt{3} a_1^3$	$+ a_2^a - \sqrt{3} a_2^S$	$\sqrt{2} a_3^S$
0 + -	$\sqrt{2} a^{\circ}$	$\sqrt{2} a_1^S + a_1^2 - \sqrt{3} a_1^3$	$+ a_2^a + \sqrt{3} a_2^S$	$\sqrt{2} a_3^S$
0 - +	$-\sqrt{2} a^{\circ}$	$\sqrt{2} a_1^S + a_1^2 - \sqrt{3} a_1^3$	$- a_2^a - \sqrt{3} a_2^S$	$\sqrt{2} a_3^S$

On remarquera que : l'état I = 1 est symétrique dans l'échange $\pi^+\pi^-$
l'état I = 2 est antisymétrique dans cet échange

B - DEVELOPPEMENT DES AMPLITUDES M_F .

Les amplitudes M_F dépendent uniquement des énergies ω_i des pions.

$$M_F = M_F(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$$

Un changement de variable $[I-4]$ facilite l'étude de l'amplitude M_F .

soit $s_i = \omega_i - \frac{1}{3}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) = \omega_i - \frac{1}{3}m_{K^0}$

alors $s_1 + s_2 + s_3 = 0$

Un état composé de trois pions d'énergie ω_i sera représenté par un point du diagramme de Dalitz de coordonnées s_1, s_2, s_3 . Dans cette représentation, le centre du diagramme aura comme coordonnées $s_1 = s_2 = s_3 = 0$, la valeur maximale de $|s|$ sera $\frac{m_{K^0} - 3m_{\pi}}{3}$, valeur petite devant la masse du pion ($\frac{m_{K^0} - 3m_{\pi}}{3} < 0.2 m_{\pi}$). Nous pourrons alors utiliser pour la dépendance des amplitudes M_F en fonction de s , un développement limité de ces amplitudes en ne considérant que les premiers termes.

Ecrivons les développements limités des amplitudes M_F pour les différents états finals d'isospin du système $\pi^+\pi^-\pi^0$

$$M_F^{I=0} = (s_+ - s_-)(s_- - s_0)(s_0 - s_+)(a_0 + \epsilon(s^2)) \quad (I, 30a)$$

$$M_F^{I=1} = a_1 + b_1 s_0 + c_1 s_0^2 + d_1 s_+ s_- + \epsilon(s^3) \quad (I, 30b)$$

$$M_F^{I=2} = (s_+ - s_-)(a_2 + b_2 s_0 + \epsilon(s^2)) \quad (I, 30c)$$

$$M_F^{I=3} = a_3 + b_3(s_+^2 + s_-^2 + s_0^2) + \epsilon(s^3) \quad (I, 30d)$$

Si nous nous limitons au 1^{er} ordre du développement en s les relations I,30 deviennent

$$M_F^{I=0} = 0 \quad (I,31a)$$

$$M_F^{I=1} = a_1 + b_1 S_0 \quad (I,31b)$$

$$M_F^{I=2} = a_2 (S_+ - S_-) \quad (I,31c)$$

$$M_F^{I=3} = a_3 \quad (I,31d)$$

Des définitions différentes pour s ont été utilisées, nous en citerons quelques unes qui seront utilisées dans ce manuscrit.

$$s_i = \frac{(p_K - p_i)^2 - \frac{1}{3} \sum_i (p_K - p_i)^2}{m_{\pi^+}^2} \quad (I,32a)$$

p_K et p_i quadrivecteur impulsion énergie du K et du pion i

$$s_i = \frac{m_K}{m_{\pi^2}} (2T^i - T_{\max}^i) \quad (I,32b)$$

T^i énergie cinétique du pion i

$T_{\max}^i$ valeur maximum de T^i

$$s_i = \frac{3T^i - Q}{Q} \quad (I,32c)$$

$$Q = m_K - \sum_i m_i$$

4 - ANALYSE DANS LE DIAGRAMME DE DALITZ.

A - ETATS I = 0, 2.

Supposons que la violation de CP dans la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ soit du même ordre de grandeur que pour $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et négligeons les amplitudes qui violent CP.

Le K_1^0 se désintègre en $\pi^+ \pi^- \pi^0$ dans l'état d'isospin $I = 0, 2$, l'amplitude est antisymétrique dans l'échange de π^+ et π^- ($A_1 = \langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | H | K_1^0 \rangle$)

Le K_2^0 se désintègre en $\pi^+ \pi^- \pi^0$ dans l'état d'isospin $I = 1, 3$, l'amplitude est symétrique de l'échange de $\pi^+ \pi^-$ ($A_2 = \langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | H | K_2^0 \rangle$)

En un point du diagramme de Dalitz, l'amplitude de désintégration du K^0 s'écrira :

$$A(t) \propto A_1 e^{-\frac{1}{2}\gamma_S t - i m_S t} + A_2 e^{-\frac{1}{2}\gamma_L t - i m_L t}$$

et le taux de désintégration :

$$N(t) \propto |A_1|^2 e^{-\gamma_S t} + |A_2|^2 e^{-\gamma_L t} + 2|A_1||A_2|\cos(\Delta m t + \varphi) e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S + \gamma_L)t} \quad (I,33)$$

$$\Delta m = m_L - m_S$$

φ phase relative de A_1 par rapport à A_2 , cette phase est introduite par l'interaction dans l'état final des pions.

On remarquera que si l'on somme sur le diagramme de Dalitz le terme d'interférence est nul (propriétés de symétrie de A_1 et A_2).

Soit $N^+(t)$ ($N^-(t)$) le taux de désintégration du K^0 pour les événements dont l'énergie E_{π^+} est supérieure (inférieure) à l'énergie E_{π^-}

$$N^\pm(t) \propto |A_1^\pm|^2 e^{-\gamma_S t} + |A_2^\pm|^2 e^{-\gamma_L t} \pm 2|A_1^\pm| |A_2^\pm| \cos(\Delta m t + \varphi) e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S + \gamma_L)t} \quad (I,34)$$

$$N^+(t) - N^-(t) \propto 4|A_1^+| |A_2^+| \cos(\Delta m t + \varphi) e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S + \gamma_L)t} \quad (I,35)$$

et si l'on définit $\rho = \left| \frac{A_1^+}{A_2^+} \right|$

$$\frac{N^+(t) - N^-(t)}{N^+(t) + N^-(t)} = \frac{2\rho \cos(\Delta m t + \varphi) e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S + \gamma_L)t}}{\rho^2 e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t}} \quad (I,36)$$

Ces relations permettront de mesurer ρ et φ .

B - TEST DE LA REGLE $\Delta I = 1/2$.

La règle $\Delta I = 1/2$ peut être violée dans la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ pour différents isospins finals.

a) Isospin final = 3 $\Delta I = 5/2$ ou $7/2$.

Dans l'étude de la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, la mesure d'une partie réelle de η_{+-0} différente de $\text{Re} \epsilon$ met en évidence une amplitude $\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 (I=3) | H | K^0 \rangle$. La précision que l'on est susceptible d'obtenir dans la mesure de $\text{Re} \eta_{+-0}$ est inférieure à celle obtenue dans la comparaison des taux de désintégrations $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ et $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ ou $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ et $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^+$ comparaison qui est en accord avec l'absence de l'état $I = 3$ [1,6].

b) Isospin final = 2 $\Delta I = 3/2$ ou $5/2$.

Ces états sont atténués par des effets de barrière centrifuge dans les désintégrations $K \rightarrow 3\pi$ et donc difficiles à mettre en évidence. L'étude d'une asymétrie dans la distribution des événements $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (relation I,36) ou l'étude des désintégrations $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ et $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ permet d'atteindre l'état final $I = 2$.

c) Isospin final $I = 1$ $\Delta I = 1/2$ ou $3/2$.

Pour étudier les transitions $\Delta I = 1/2, 3/2$, un spurion S sera introduit

$$\begin{array}{lcl} & I & I_3 \\ \Delta I = 1/2 & S(1/2 & 1/2) \\ \Delta I = 3/2 & S(3/2 & 1/2) \end{array}$$

$$\text{et } K + S \rightarrow 3\pi \quad (I = 1)$$

Comparons le rapport des amplitudes $r = \frac{K^+ \rightarrow 3\pi (I=1)}{K^0 \rightarrow 3\pi (I=1)}$ pour $\Delta I = 1/2$ et $\Delta I = 3/2$.

$$\begin{array}{l} r_{1/2} = \sqrt{2} \\ r_{3/2} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{array}$$

Nous avons vu que les amplitudes pour $I = 1$ s'écrivent avec un développement limité au premier ordre, sous la forme $a + bs_3$ (équation I,30b) ; l'indice 3 est attaché au π^0 dans $\pi^+\pi^-\pi^0$, au π^+ dans $\pi^+\pi^0\pi^0$ et au π^- dans $\pi^+\pi^+\pi^-$. On définira la pente λ correspondant à une paramétrisation de la matrice de transition $M \propto 1 + \lambda s$.

Si l'on tient compte d'un facteur de normalisation $\frac{1}{\sqrt{2}}$, pour les modes $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ ou $\pi^0\pi^0\pi^+$, les amplitudes $I = 1$ vont s'écrire :

TABLEAU I3

mode	$\Delta I = 1/2$	$\Delta I = 3/2$
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$	$(2\alpha_1 - \beta_1 s) / \sqrt{2}$	$(2\alpha_3 - \beta_3 s) / \sqrt{2}$
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$	$(\alpha_1 + \beta_1 s) / \sqrt{2}$	$(\alpha_3 + \beta_3 s) / \sqrt{2}$
$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$-(\alpha_1 + \beta_1 s)$	$2(\alpha_3 + \beta_3 s)$

Si $\Delta I = 1/2$ est exact, alors

$$\lambda_{+-0}^1 = \lambda_{+00}^1 = -2 \lambda_{++-}^1$$

On remarquera que seul $\lambda_{+-0} = \lambda_{+00}$ est un test de $\Delta I = 1/2$: $\lambda_{+00} = -2\lambda_{++-}$ est vrai, même si une contribution de $\Delta I = 3/2$ est possible.

d) Isospin final $I = 0$.

Seules les transitions $\Delta I = 1/2$ sont permises.

En conclusion, nous dirons que les seules informations positives qu'apportera l'étude des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ pour la règle $\Delta I = 1/2$ est l'étude des désintégrations où l'état final a un isospin égal à un.

Pour mettre en évidence une amplitude $\langle 3\pi(I = 1, \Delta I = 3/2) | H | K \rangle$ on cherchera une relation entre des pentes qui ne dépend pas de l'état $I = 2$. Ce qui est le cas de $\frac{1}{2} \lambda+00 - \lambda+- [I-6]$. Quant à la pente $\lambda+-0$ mesurée dans la désintégration du K_L^0 , elle ne dépend pas de l'état $I = 2$ si l'on suppose la conservation de CP. Dans la désintégration d'un faisceau de K^0 pur en $\pi^+\pi^-\pi^0$ l'amplitude M s'écrit

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[M(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) e^{-\frac{1}{2} \gamma_S t - i m_S t} + M(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) e^{-\frac{1}{2} \gamma_L t - i m_L t} \right]$$

et le taux de désintégration dans l'hypothèse d'un développement limité au premier ordre s'écrit [I-4]

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} |a|^2 \left[\left(1 + 2\frac{b}{a} S^0\right) e^{-\gamma_L t} + 2\left|\frac{c}{a}\right| (S^+ - S^-) \cos(\Delta m t + \varphi) e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t} \right] \quad (I, 37)$$

Si pour une valeur de S^0 fixée on intègre M pour toutes les valeurs de S^+ et S^- le terme d'interférence disparaît et donc la pente $\lambda+-0$ mesurée dans la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ne dépend pas de $I = 2$ si l'hypothèse du développement limité des amplitudes au 1^{er} ordre est correcte.

Si l'on tient compte des termes du second ordre pour l'amplitude $I = 2$ la relation I,37 s'écrit :

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} |a|^2 \left[\left(1 + \frac{2b}{a} S^0\right) e^{-\gamma_L t} + \left|\frac{c}{a}\right|^2 (S^+ - S^-)^2 e^{-\gamma_S t} + 2\left|\frac{c}{a}\right| \left(1 + \frac{2b}{a} S^0\right) (S^+ - S^-) \cos(\Delta m t + \varphi) e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t} \right]$$

après sommation sur S^+ et S^- pour S^0 fixé, le terme d'interférence disparaît aussi. La contribution relative de l'amplitude $I = 2$ par rapport à l'amplitude $I = 1$ sera de l'ordre de grandeur de $\left|\frac{c}{a}\right|^2$. On sait par l'étude des désintégrations du K^+ [I-6] que $\left|\frac{c}{a}\right| \approx 0.05$ donc $\left|\frac{c}{a}\right|^2 \approx 0.0025$. De plus, dans cette expérience les désintégrations du K^0 ne sont observées que dans 12 durées de vie du K_S^0 , ce qui diminue par un facteur 12 la contribution de l'amplitude $I = 2$. Donc la contribution de l'état $I = 2$ dans les événements $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ est de l'ordre de grandeur de $2 \cdot 10^{-4}$ et est négligeable quand on mesure $\lambda+-0$.

Alors le test de la règle $\Delta I = 1/2$ pour les amplitudes $\langle 3\pi(I=1) | H | K \rangle$ consistera à vérifier la relation

$$\lambda_{+-0} = \frac{1}{2} \lambda_{+00} - \lambda_{++-} \quad (I, 38)$$

qui est vrai si $\Delta I = 1/2$.

CHAPITRE II

APPAREILLAGE ACQUISITION DES DONNEES

C H A P I T R E I I

APPAREILLAGE ACQUISITION DES DONNEES

1 - PRODUCTION D'UN FAISCEAU DE K^0 PUR, D'IMPULSION CONNUE

A - CHOIX THEORIQUE DU FAISCEAU

a) Dans la désintégration d'un état $|\psi\rangle = |K_L^0\rangle + \rho |K_S^0\rangle$ vers un état final f commun pour K_L^0 et K_S^0 , une interférence est observée entre les deux amplitudes de désintégration A_L et A_S .

$$A_L = \langle f | H | K_L^0 \rangle$$

$$A_S = \langle f | H | K_S^0 \rangle$$

H hamiltonien décrivant la désintégration

ce qui se traduit par l'expression suivante :

$$|\langle f | H | \psi \rangle|^2 \propto e^{-\Gamma_L t} + \rho^2 \left| \frac{A_S}{A_L} \right|^2 e^{-\Gamma_S t} + 2\rho \left[\cos \Delta m t \operatorname{Re} \frac{A_S}{A_L} - \sin \Delta m t \operatorname{Im} \frac{A_S}{A_L} \right] e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} t} \quad (II,1)$$

$$\Delta m = m_L - m_S$$

$$\Gamma_{S(L)} = 1/\tau_{S(L)} \quad \tau_{S(L)} \text{ durée de vie du } K_{S(L)}^0$$

t temps propre calculé dans le centre de masse du K^0

L'interférence observée est maximum si la contribution à l'amplitude totale provenant du K_L^0 est égale à celle du K_S^0 , c'est-à-dire si $\rho = 1$ (-1).

L'état $|\psi\rangle$ peut être obtenu, soit par régénération d'un faisceau de K_L^0 , auquel cas ρ est petit ($0, < \rho < 0,05$), soit avec un faisceau de K^0 ($\bar{K}^0$) pur, auquel cas $\rho = 1$ (-1).

Pour l'étude de la désintégration $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, où $\left| \frac{A_S}{A_L} \right| < 1$ (voir ch. V), on ne peut pas satisfaire $\rho \left| \frac{A_S}{A_L} \right| = 1$: $\rho = 1$ déterminera l'optimum de l'interférence.

b) L'étude de l'amplitude de désintégration en fonction du temps t

exige la connaissance de l'impulsion du K^0

$$t = \frac{\ell}{c} \frac{m_{K^0}}{p_{K^0}} \quad (\text{calculé dans le centre de masse du } K^0)$$

ℓ longueur de désintégration

c vitesse de la lumière

m_{K^0} masse du K^0

p_{K^0} impulsion du K^0

Or, dans l'étude des désintégrations à trois corps, la mesure de la direction et de l'impulsion des deux particules chargées et celle de la direction du K^0 ne permettent pas de choisir entre les deux solutions données par les équations cinématiques, la cinématique de la réaction de production devra donc permettre la détermination de l'impulsion du K^0 .

c) Pour la production d'un faisceau de K^0 pur sera retenue la réaction



Cette réaction satisfait aux exigences ci-dessus définies et présente en outre les avantages suivants :

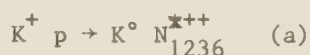
i - Avec un faisceau monochromatique de K^+ et une cible à hydrogène, la mesure des directions des trois particules permet de déterminer l'impulsion du K^0 .

ii - Dans la gamme d'énergie de 1 à 3 GeV, la réaction (1) est dominante par rapport aux autres canaux possibles (fig. II,1)



La discrimination entre les différents canaux est alors facile (voir chapitre IV).

iii - 80 % des interactions (1) ont lieu dans les réactions à quasi deux corps



Le caractère périphérique de ces réactions, spécialement la réaction (a), favorise l'émission du K^0 vers l'avant, ce qui permet une meilleure détection des produits de désintégration du K^0 .

d) Il convient de signaler que l'impulsion retenue pour le faisceau de K^+ 2,35 GeV/c est forcément le résultat d'une optimisation : la section efficace de production du K^0 décroît quand l'impulsion augmente et l'acceptance de l'appareillage croît dans les mêmes conditions.

Cette optimisation a été recherchée pour les événements $K^0 \rightarrow \pi \nu$ étudiés parallèlement au cours de la même expérience.

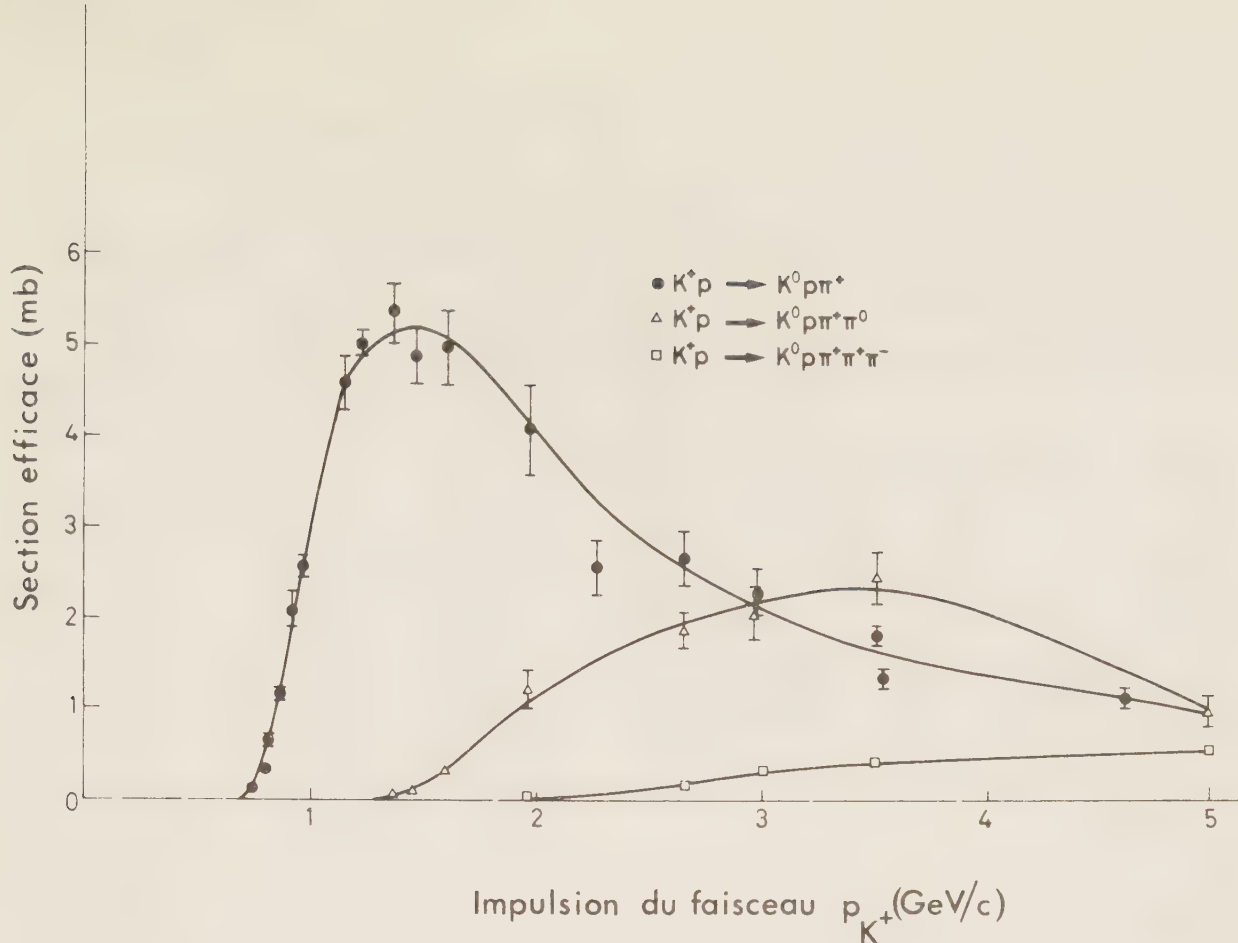


Fig. II,1 - Section efficace des réactions $K^+p \rightarrow K^0 p + n\pi$.

B - REALISATION EXPERIMENTALE DU FAISCEAU DE K^0 PUR

a) Faisceau de K^+

C'est un faisceau secondaire extrait à 151 mrad de l'interaction des protons sur une cible interne du synchrotron à protons du C.E.R.N. (figure II,2). Une déflexion magnétique des particules (inversement proportionnelle à l'impulsion) dans un aimant dipolaire BM1, associée à une fente C2, qui sélectionne une déflexion donnée, assure la définition d'un faisceau monochromatique. Un séparateur électrostatique ES (10 m de longueur, 11,5 cm de hauteur pour un champ de 65 KV/cm), qui défléchit les particules proportionnellement à E/m associé à une fente C1, permet de réduire la contamination du faisceau en π et p . Un jeu de lentilles quadrupolaires focalise le faisceau de K^+ sur la cible à hydrogène utilisée dans l'expérience.

Le faisceau a été utilisé avec une impulsion de $(2,350 \pm 0,035)$ GeV/c. Par cycle du synchrotron le télescope enregistre $4 \cdot 10^4$ K^+ pour $3 \cdot 10^{11}$ protons sur la cible interne ; à cette impulsion, le rapport π^+/K^+ est égal à 5,8 à la sortie du faisceau.

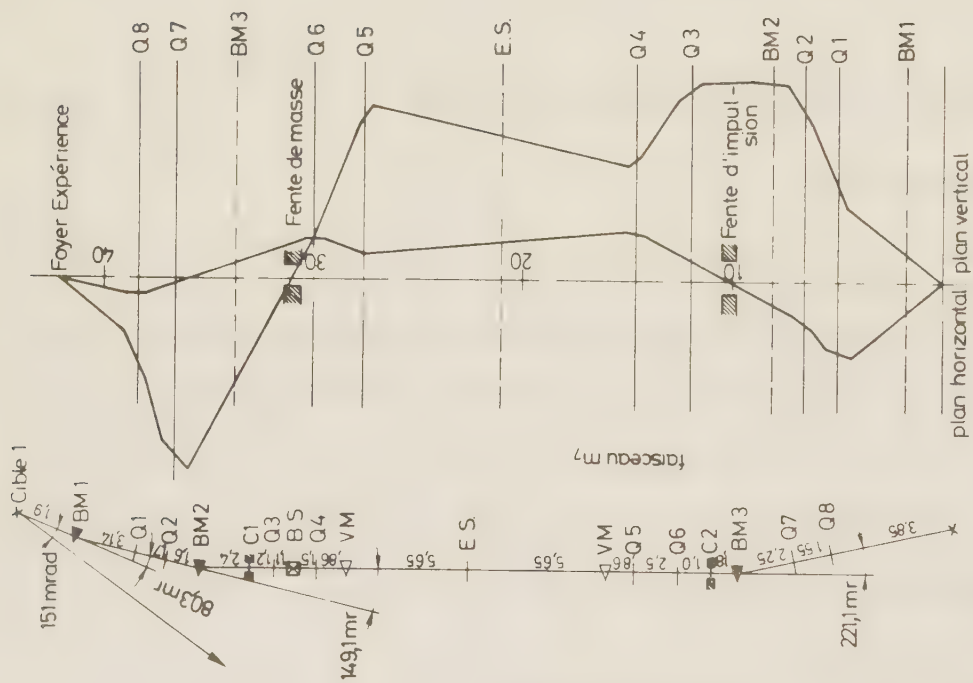


Fig. II,2 - Schéma du faisceau de K^+ .

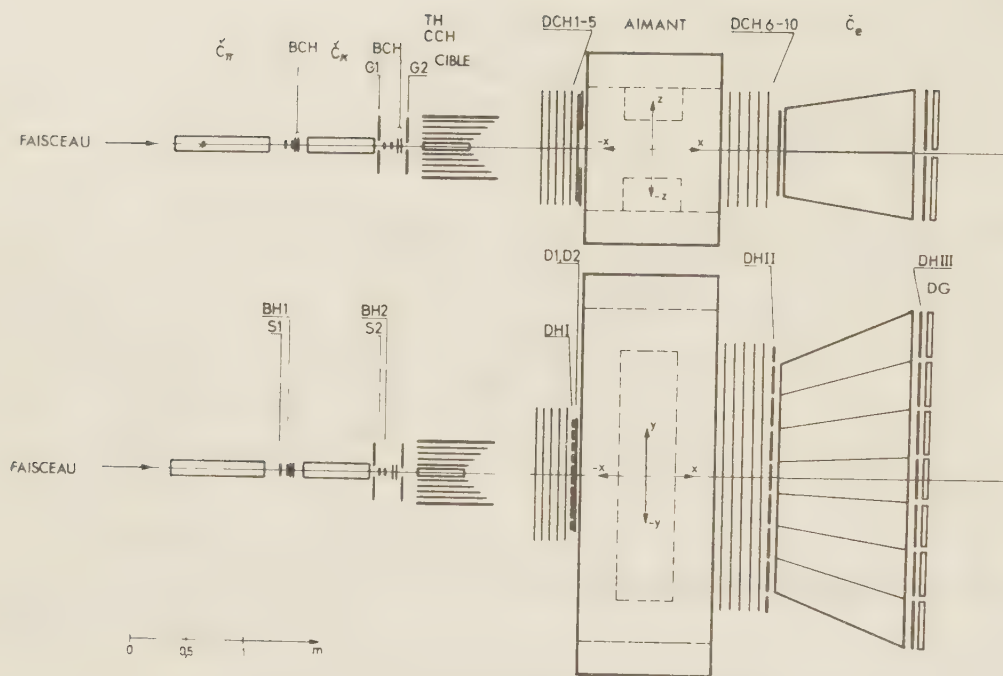


Fig. II,3 - Vue schématique de l'appareillage.

b) Détection des K^+

La figure II,3 donne une vue schématique de l'appareillage. Deux compteurs Cerenkov à seuil C_π et C_K permettent d'identifier les K^+ du faisceau, deux compteurs S_1 S_2 et deux compteurs de garde G_1 et G_2 limitent l'espace de phase du faisceau. Le signal K^+ sera identifié par la coïncidence rapide $S_1 S_2 \overline{G_1} \overline{G_2} \overline{C_\pi} C_K$. La contamination en pions du signal K^+ est de l'ordre de 30 %.

La mesure de la direction du K^+ est effectuée grâce à deux dispositifs :

- Un jeu de quatre chambres à étincelles avec des fils espacés de 1 mm permet de reconstruire la trace du K^+ avec précision (1,5 mrad).
- Mais, pour limiter le grand nombre de traces possibles dues à l'intensité du faisceau et au temps sensible des chambres (1 à 2 μ sec), un jeu de deux hodoscopes BH1 et BH2 (chacun avec 8 éléments verticaux et 8 éléments horizontaux de 5 mm de largeur), permet d'isoler une surface de 25 mm² dans laquelle le K^+ est passé. Le signal K^+ ouvre une porte de l'ordre de 20 nsec de largeur pendant laquelle les hodoscopes sont interrogés.

c) Le K^+ incident interagit avec les protons d'une cible à hydrogène liquide de 50 cm de longueur et de 2 cm de rayon. Cette cible est entourée par un hodoscope prismatique TH qui exige, en coïncidence avec le signal K^+ , le passage de deux particules chargées.

La mesure de la direction de ces deux particules s'effectue dans quatre chambres à étincelles cylindriques CCH1-4 [II-1] et concentriques avec la cible. Ainsi sera déterminée la position du vertex de production.

Chaque chambre est constituée de deux cylindres fabriqués avec des feuilles de fibre de verre de 0,25 mm d'épaisseur. Sur ces feuilles ont été imprimés des fils conducteurs de cuivre (0,6 mm de largeur et 0,02 mm d'épaisseur), l'espacement des fils est de 1 mm pour les chambres intérieures et 2 mm pour les chambres extérieures. Les électrodes de la chambre sont constituées par les cylindres eux-mêmes. En circuit ouvert à une extrémité de la chambre, les fils sont reliés aux plaques support des tores à l'autre extrémité. La haute tension produite par un thyatron [II-2] (impulsion de 40 nsec avec un temps de montée de 15 nsec) est connectée directement au plan haute tension. La position des étincelles est enregistrée par des tores de ferrite sur chacune des deux électrodes. Pour éliminer les courants parasites, les lignes de lecture et les lignes d'adresse sont reliées au système électronique de lecture [II-3] par des transformateurs.

Les dimensions des chambres cylindriques ont été optimisées de manière à obtenir l'acceptance maximum pour la désintégration $K^0 \rightarrow \pi e \nu$.

2 - DETECTION DES PRODUITS DE DESINTEGRATION DU K^0

A - DETECTION DES PARTICULES CHARGÉES

Les deux particules chargées traversent un spectromètre constitué d'un aimant placé entre deux ensembles de chambre à étincelles [II-4].

Deux hodoscopes DHI et DHII placés avant et après l'aimant exigent, en coïncidence avec le signal K^+ , le passage de deux particules chargées.

Le spectromètre permet de mesurer la direction des particules chargées avant l'aimant et ainsi de déterminer le point de désintégration du K^0 . Par ailleurs, le calcul de l'impulsion des particules chargées découlera de la mesure de leur déflexion par l'aimant.

L'aimant a un entrefer de 200x50 cm, une profondeur de 50 cm pour un champ de 3 KGauss.m. Des cales de fer doux en homogénéisent le champ et un blindage magnétique réduit le champ de fuite de l'aimant au niveau des tores de ferrite nécessaires pour la lecture des chambres. La carte du champ a été dressée point par point avec trois sondes à effet Hall qui donnent les trois composantes du champ ; la mesure a été faite tous les 5 cm en x (direction du faisceau), tous les 2 cm en z (direction normale aux pièces polaires), et tous les 4 cm en y (y troisième axe du système orthogonal xyz) (les mesures complètes n'ont été effectuées que dans un seul quadrant, les symétries permettant de déduire les autres valeurs, il a toutefois été vérifié expérimentalement la validité de ces symétries). Un exemple du résultat obtenu est donné sur la fig. II-4. Les composantes B_z , B_x , B_y en fonction de x lors d'une mesure avec y, z positifs y sont reportées, la distorsion de B_y est due au blindage magnétique qui protège le système de lecture des chambres.

Les chambres à étincelles utilisées doivent répondre à trois exigences :

- avoir un encombrement réduit pour les chambres avant l'aimant afin d'obtenir une bonne acceptance des produits de désintégration.

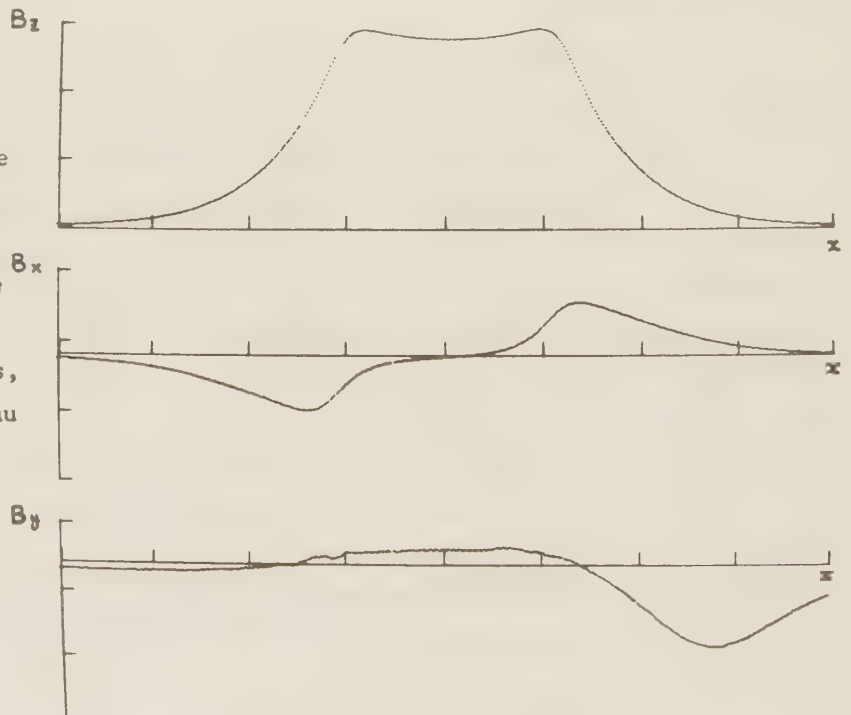


Fig. II,4 - Résultat d'une mesure du champ magnétique de l'aimant.

- présenter au passage des particules une faible quantité de matière pour éviter leur diffusion multiple et, ainsi, introduire une erreur minimum dans la détermination de leur impulsion.

- avoir une efficacité voisine de l'unité pour la reconstruction des traces, ce qui suppose un grand nombre de chambres.

Compte tenu de ces impératifs, la solution retenue a été celle de cinq chambres avant et cinq chambres après l'aimant. La lecture de chaque chambre s'effectuant sur les deux électrodes, l'encombrement (30 cm pour les chambres avant l'aimant) et la matière traversée sont divisés par deux. L'efficacité, lors de la reconstruction de deux traces dans les vingt plans, est 91,3 % pour une efficacité de 95 % par plan.

La surface active de chaque chambre, dont la plus grande est de 240x130 cm², est constituée de fils de cuivre béryllium de 0,1 mm de diamètre espacés de 1,6 mm et disposés sur deux plans distants de 8 mm. Les cadres de ces chambres sont en "Vetronite" pour les chambres avant l'aimant, et en "verre sécurit" pour les chambres après l'aimant. Les fenêtres sont formées par une feuille de 120 microns de "mylar" et par une feuille de 50 microns de "Keleff".

Soudés sur des circuits imprimés, les fils sont reliés aux plaques support des tores et, sur un plan de fils, la haute tension est appliquée à travers une capacité composée d'une feuille de mylar collée sur une feuille de cuivre. Ce système de couplage de la haute tension permet d'isoler deux fils voisins et d'obtenir une meilleure efficacité pour des étincelles proches l'une de l'autre. Pour les mêmes raisons que dans les chambres cylindriques, les lignes de lecture et les lignes d'adresse sont reliées au système de lecture par des transformateurs.

Deux dispositifs ont été utilisés pour diminuer le temps mort des chambres :

- Un mélange d'hénogal (80 % He 20 % Ne) et d'alcool isopropylique a été utilisé (l'alcool facilite la recombinaison des ions) ; le pourcentage d'alcool a été obtenu de façon empirique.

- Un champ de balayage de 40 Volts a été appliqué sur les chambres.

B - DETECTION DES PRODUITS DE DESINTEGRATION DU π^0

Jusqu'ici, le système de détection décrit est commun à tous les modes de désintégration chargés du K^0 . La sélection du mode $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ s'effectue par la détection d'un des deux photons du π^0 .

A cet effet, un hodoscope DG de 14 éléments, associé à un hodoscope DHIII qui sert d'anticoïncidence, permet de détecter un photon. Chaque élément de DG (fig.II-5) est constitué de 4 plaques de Pb de 5 mm d'épaisseur chacune alternant avec 4 plaques de scintillateur de 5 mm d'épaisseur. Un détecteur de gamma idéal aurait consisté en un grand nombre de fines feuilles de plomb alternant avec une plaque de scintillateur. Les résultats quantitatifs sur l'efficacité du compteur DG en fonction de l'énergie des

photons seront donnés dans le chapitre IV.

Le détecteur de gamma a été placé derrière le compteur Cerenkov utilisé pour identifier la signature des désintégrations π^0 .

Mais la détection d'un photon n'est pas spécifique du mode $\pi^+\pi^-\pi^0$. Le mode $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ (produit par rayonnement de freinage interne) serait aussi enregistré. La différence essentielle du point de vue géométrique entre les deux modes est l'angle d'ouverture des deux particules chargées qui est plus grand dans le cas du $\pi^+\pi^-\gamma$. Donc, il convient d'imposer au niveau du déclenchement la condition $(i - j) < 3$ où i (j) est le $i^{\text{ème}}$ élément de l'hodoscope DHI traversé par π^1 (π^2). Dans ces conditions, on perd 4,2 % des $K3\pi$ et on rejette 80 % des $K\pi\pi\gamma$.

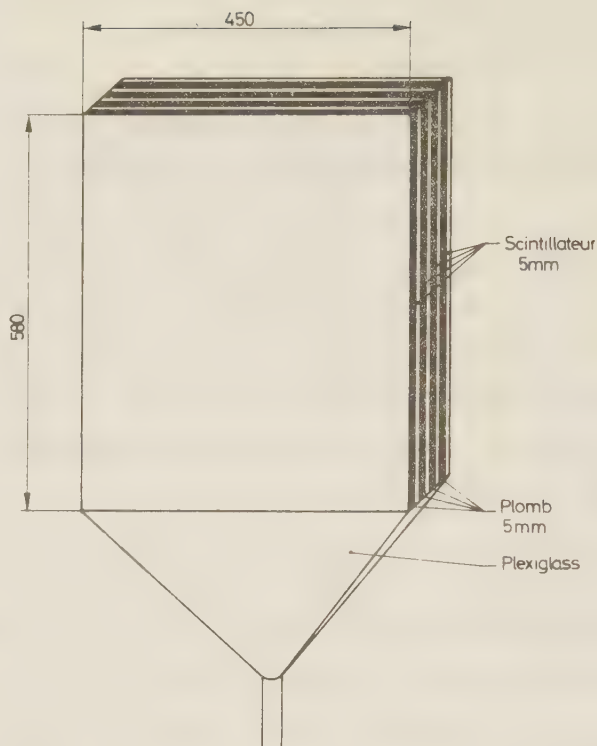


Fig. II,5 - Schéma d'un compteur DG.

3 - ELECTRONIQUE ASSOCIEE ET ACQUISITION DES DONNEES

Les chambres doivent être déclenchées quand la configuration des compteurs traversés par les particules correspond à un événement réputé bon ; ici ce sera :

$$S_1 S_2 \bar{G}_1 \bar{G}_2 \bar{C}_\pi C_K \cdot (TH=2) \cdot (DHI=2) \cdot (\Delta DHI < 3) (DHII=2) \times (EDHIII \geq 1) \times (\overline{EDHIII}_1 DG_1 \geq 1)$$

Avec un système logique classique, le nombre élevé de compteurs rend ce déclenchement difficile à réaliser. Aussi, a-t-on dû élaborer un nouveau système [II-5].

Dans son principe, le système revient à séparer la mise en coïncidence temporelle des différents compteurs, des opérations logiques exigées pour le déclenchement.

i - La mise en coïncidence des différents compteurs s'effectue dans des registres. Le signal $K^+(S_1 S_2 \bar{G}_1 \bar{G}_2 \bar{C}_\pi C_K)$ ouvre une porte de 20 nsec pendant laquelle le registre, doté d'une entrée par compteur, effectue la coïncidence. S'il y a coïncidence, cette information est enregistrée dans une mémoire qui engendre un courant d'un niveau constant.

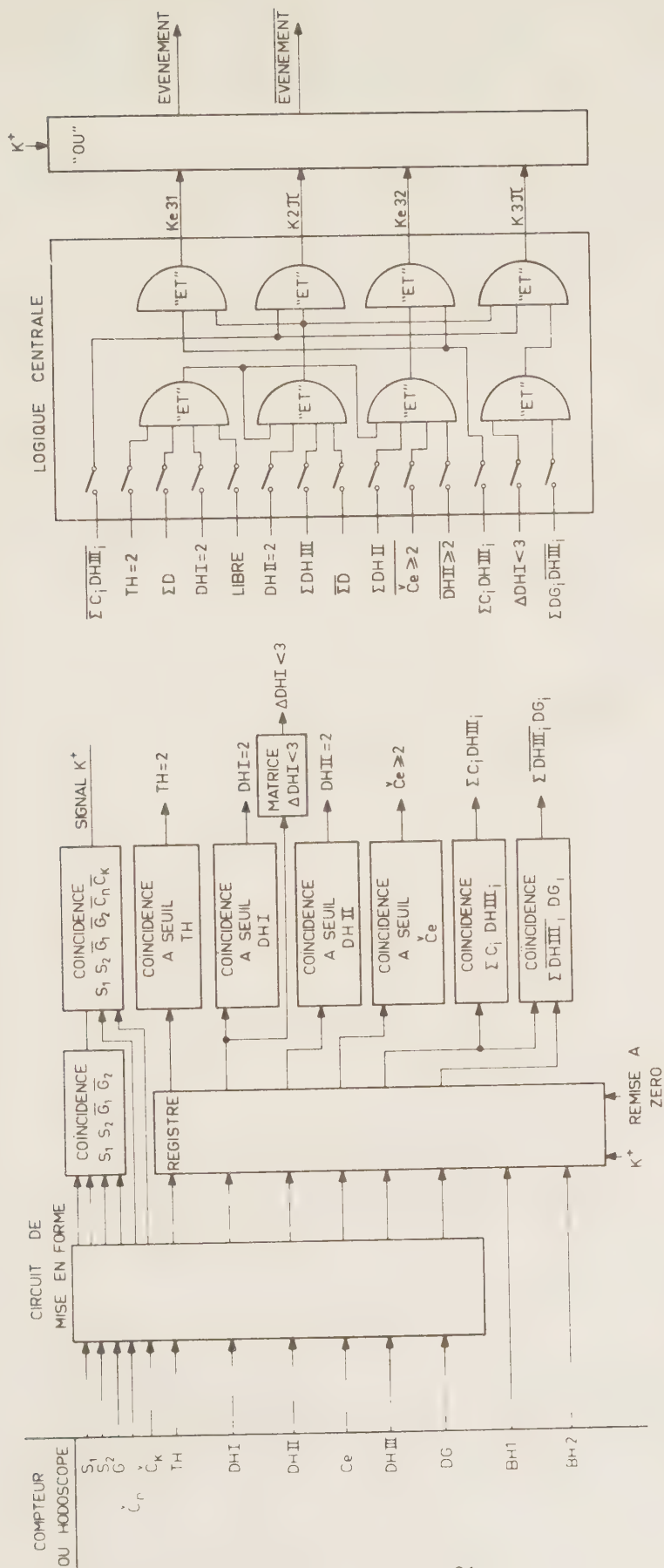


Fig. II,6 - Logique du déclenchement.

ii - Les opérations logiques sont alors effectuées sur des niveaux continus, la sortie de l'opération logique étant, de nouveau, mise en coïncidence avec le signal K^+ moyennant un retard approprié, il y a alors déclenchement des chambres à étincelles. La remise à zéro des registres est faite à la fin de la lecture des registres ou dès que l'opération logique a signalé l'absence d'événement.

Ce système logique offre, outre l'avantage d'une mise en coïncidence facile des différents compteurs, un jeu varié et souple de combinaisons dans le choix du déclenchement en modifiant la position d'interrupteurs (fig. II-6).

Quand les chambres sont déclenchées, un dispositif de lecture [II-3] code l'information reçue, l'envoie dans une calculatrice en ligne, une Varian Data 620i à mémoire de 8000 mots de 16 digits, et stocke l'information reçue sur une bande magnétique.

Un disque associé à la calculatrice envoie sur un écran fluorescent les coordonnées des différentes étincelles et la position des différents compteurs (fig. II-7), ce qui offre l'avantage de visualiser une fraction des événements et de contrôler le fonctionnement de l'appareillage.

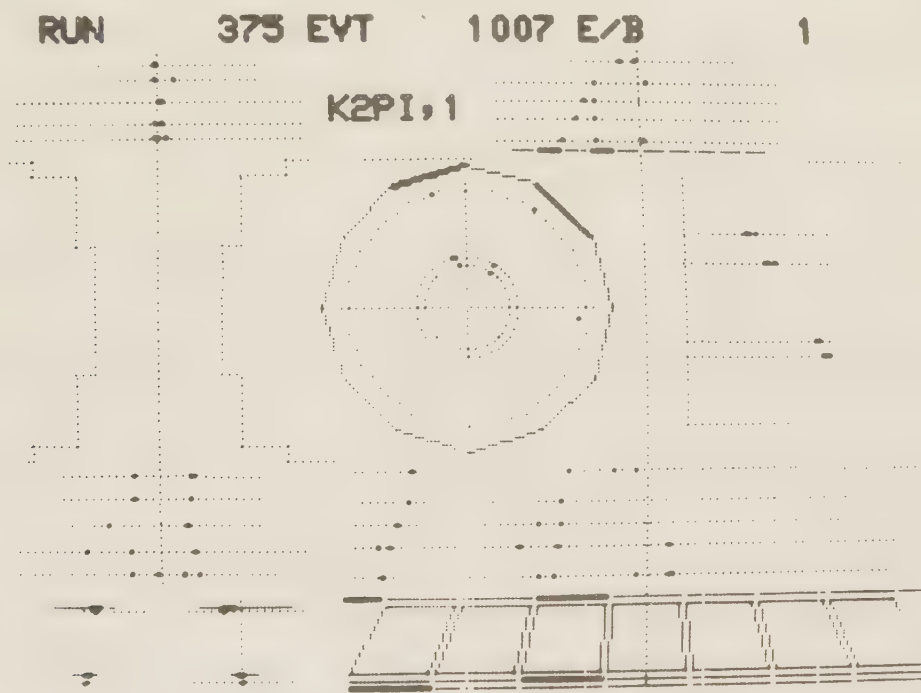


Fig. II,7 - Visualisation d'un événement.

Le programme de gestion de la calculatrice permet aussi d'obtenir différentes distributions sur les hodoscopes et de suivre le fonctionnement des chambres. Après chaque période d'acquisition des données, un message imprimé résume le déroulement de la période considérée.

Le temps mort introduit par le système de lecture (7 msec) est inférieur au temps mort introduit pour le bon fonctionnement des chambres à étincelles et du système d'alimentation en haute tension (25 msec). Le système de lecture ne limite donc pas le taux d'acquisition des données.

CHAPITRE III

METHODE GENERALE D'ANALYSE ET PERFORMANCE DE L'APPAREILLAGE

CHAPITRE III

METHODE GENERALE D'ANALYSE ET PERFORMANCE DE L'APPAREILLAGE

1 - RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

Le premier problème est de reconstruire les traces des particules dans les chambres. Or, le système de chambres à fils ne donne des informations directement utilisables que dans une seule projection. La reconstruction d'une trace consistera donc à rechercher ses projections dans deux plans orthogonaux et d'associer dans l'espace les deux projections.

A - RECONSTRUCTION D'UNE DROITE DANS UNE PROJECTION

On dispose, dans un plan xOy (fig. III,1), de N étincelles réparties sur les différentes électrodes des chambres. Si l'on appelle $CH1$, $CH4$ les deux électrodes extrêmes, $i(j)$ une étincelle quelconque du plan $CH1$ ($CH4$), chaque couple i,j définit une droite Δ . Pour chacune de ces droites, on définit une bande appelée route, délimitée par deux droites parallèles équidistantes de la droite Δ . On recherche les étincelles qui se trouvent sur cette route ; elles seront réputées appartenir à cette droite. En effet, la déviation entre le fil touché et la position exacte de l'impact obéit à une répartition gaussienne de largeur σ . On donnera donc à la largeur de la route une valeur fonction de σ . L'ajustement optimum des paramètres de la droite sera obtenu par la méthode des moindres carrés, qui définit un χ^2 de l'ajustement.

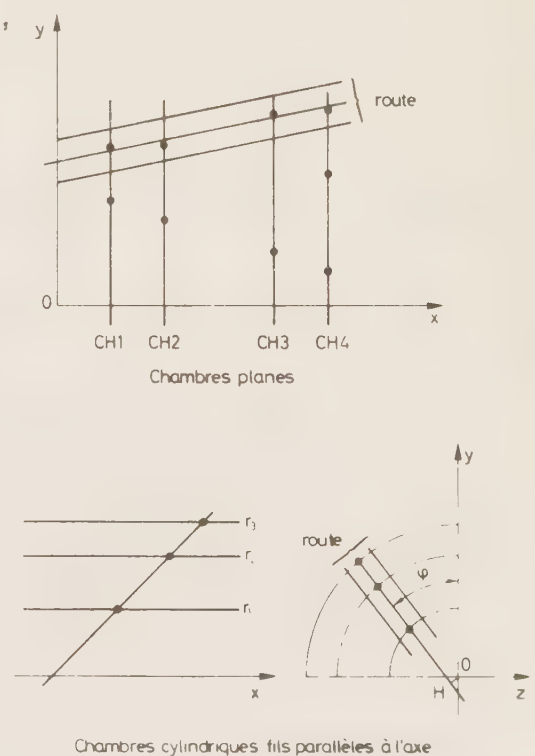


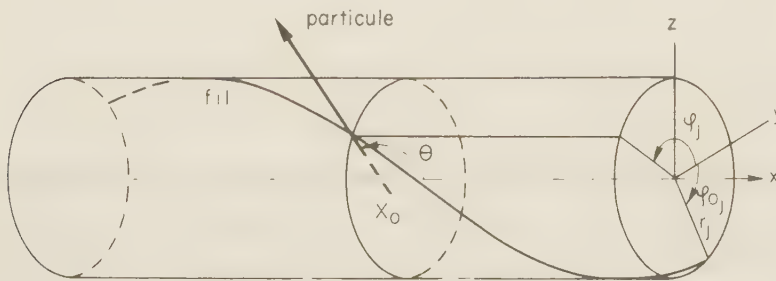
Fig. III,1 - Reconstruction d'une droite dans les chambres à étincelles.

La droite sera retenue si le degré de confiance du χ^2 est plus grand que 1 %. et si elle est compatible avec les éléments des hodoscopes touchés.

Comme nous recherchons deux traces de particules au vertex de production et au vertex de désintégration, on doit trouver au moins deux droites dans chaque projection. Elles seront réputées compatibles si elles n'ont pas d'étincelles communes et si elles ne rencontrent pas le même élément d'hodoscope.

Dans le cas des chambres cylindriques, trois électrodes ont des fils parallèles à l'axe du faisceau (fig. III,1). La reconstruction d'une trace droite dans la projection yOz est susceptible du même traitement que celui défini précédemment.

Quatre autres électrodes ont des fils enroulés suivant une hélice dont la



pende est de 45° (fig. III,2). Pour éviter les ambiguïtés, chaque hélice est limitée à un tour.

Soit une particule dont la trajectoire coupe l'axe Ox, l'intersection avec chaque cylindre sera un point P.

Fig. III,2 - Projection Ψ dans les chambres à étincelles cylindriques.

Soit les équations paramétriques d'un fil

$$\begin{aligned}x &= r (\Psi - \Psi_0) \\y &= r \cos \Psi \\z &= r \sin \Psi\end{aligned}$$

Soit les équations paramétriques de la trajectoire

$$\begin{aligned}x &= l \cos \theta + x_0 \\y &= l \sin \theta \cos \Psi \\z &= l \sin \theta \sin \Psi\end{aligned}$$

Ψ_0 est caractéristique du fil touché

r rayon du cylindre

x_0, Ψ, θ paramètres définissant la droite

L'intersection de la droite avec un fil sera définie par la valeur de

$$\Psi_0 = \Psi - \cotg \theta - x_0/r$$

La projection Ψ_0 fonction de $1/r$ sera une droite si la trajectoire de la particule coupe l'axe Ox. La méthode de recherche des traces, définie précédemment, pourra être appliquée.

Comme l'interaction K^+p a lieu dans une cible de rayon (20 mm) petit par rapport au rayon des cylindres (le rayon du cylindre varie de 78 mm à 230 mm), on admettra que la linéarité de Ψ_0 en fonction de $1/r$ est une approximation correcte.

Nous avons présenté le principe de la reconstruction d'une droite dans chaque projection ; il reste à préciser quelques détails de la réalisation pratique.

- Expérimentalement, on constate qu'une étincelle induit un courant dans deux ou trois fils consécutifs. Dans la reconstruction, on a appelé étincelle la position moyenne des différents fils touchés.

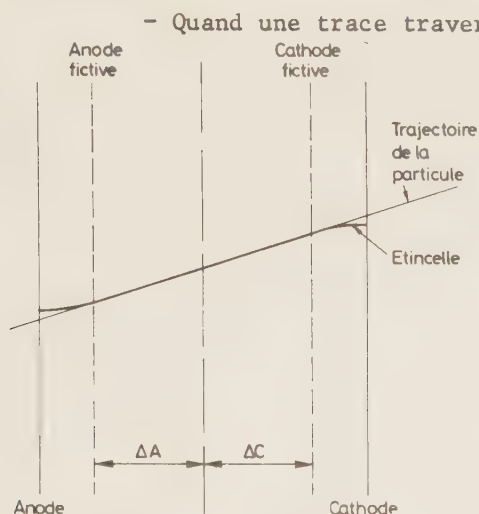


Fig. III,3 - Trajectoire d'une particule dans une chambre à étincelles

- Quand une trace traverse une chambre avec une inclinaison non négligeable, l'étincelle ne coïncide pas avec la trace de la particule (fig. III,3). Il y a donc lieu de corriger la position de l'anode et de la cathode par l'introduction d'une anode fictive et d'une cathode fictive. A cet effet, sur un échantillon de mille traces droites, on calcule la valeur moyenne de χ^2 (χ^2 mesure le degré de confiance de l'ajustement des paramètres de la droite) en fonction de Δa ou Δc . A la valeur minimum de $\overline{\chi^2}$ correspondra celle retenue pour $\Delta a(\Delta c)$ (fig. III,4).

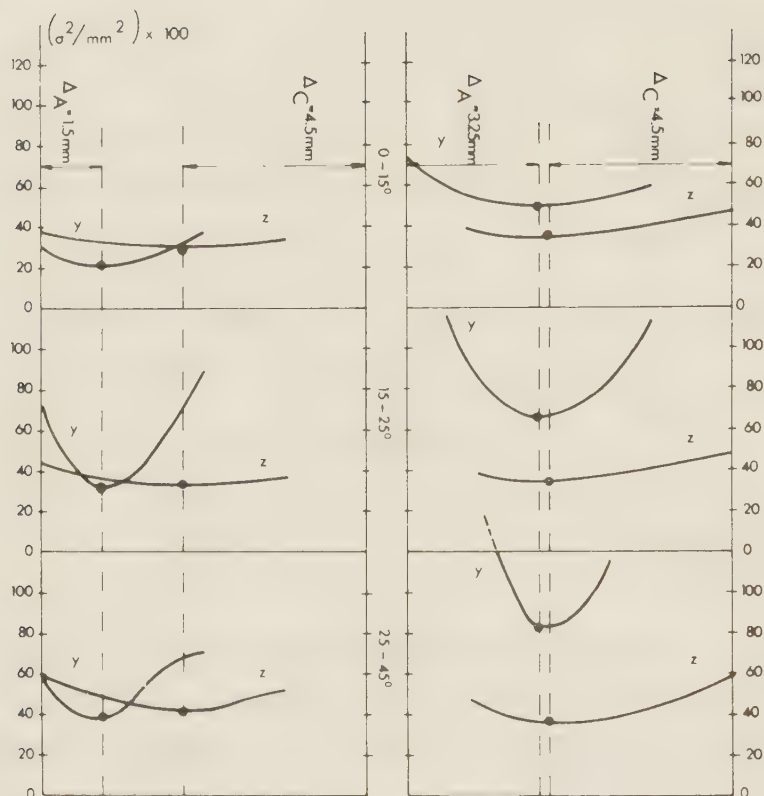
- La distance d entre le point d'impact de la particule et le fil touché est une fonction de l'inclinaison α de la trajectoire par rapport au plan de la chambre. d a une distribution gaussienne de variance σ . σ a été déterminé expérimentalement (fig. III,5) et une formule empirique qui reproduit les résultats a été utilisée :

$$\sigma = u + vtg^2\alpha$$

- La largeur de la route a été déterminée empiriquement comme une fonction de σ et de l'angle d'incidence α de la particule.

B - ASSOCIATION DES PROJECTIONS DANS L'ESPACE

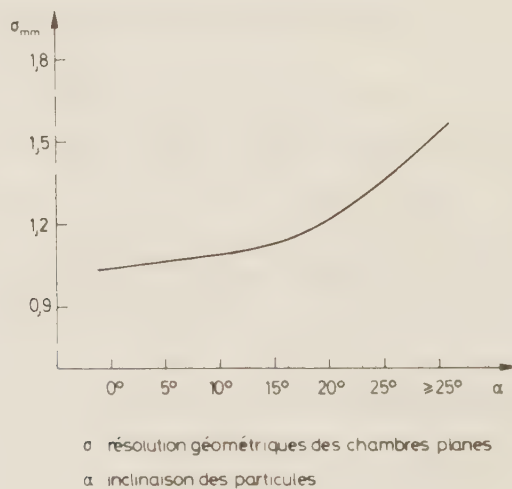
Quand une seule particule est détectée, deux projections existent et leur association dans l'espace définit une droite. Dès que deux particules sont détectées 1 et 2, chaque projection définit à son tour deux droites $Dy^1 Dy^2$, $Dz^1 Dz^2$ dont l'association dans l'espace donne quatre droites $Dy^1 Dz^1$, $Dy^1 Dz^2$, $Dy^2 Dz^1$, $Dy^2 Dz^2$. Il reste à choisir les deux associations réelles. Si, dans le dispositif des chambres, une d'entre elles comporte un plan avec une inclinaison des fils différente (soit YOZ cette nouvelle inclinaison) (fig. III,6), chaque droite $Dy Dz$ coupe ce plan en un point P_{ij} . Les coordonnées des P_{ij} seront les suivantes :



Chambres avant l'aimant Chambres après l'aimant

Fig. III,4 - Position de l'anode et de la cathode fictive dans une chambre à étincelles.

Fig. III,5 - Résolution des chambres planes en fonction de l'angle d'incidence des particules.



	P_{11}	P_{12}	P_{21}	P_{22}
dans le référentiel yOz	y^1	y^1	y^2	y^2
	z^1	z^2	z^1	z^2
dans le référentiel YOZ	$y^1 \cos \alpha + z^1 \sin \alpha$	$y^1 \cos \alpha + z^2 \sin \alpha$	$y^2 \cos \alpha + z^1 \sin \alpha$	$y^2 \cos \alpha + z^2 \sin \alpha$
	$-y^1 \sin \alpha + z^1 \cos \alpha$	$-y^1 \sin \alpha + z^2 \cos \alpha$	$-y^2 \sin \alpha + z^1 \cos \alpha$	$-y^2 \sin \alpha + z^2 \cos \alpha$

Or, dans la projection $Y(Z)$, nous avons deux coordonnées réelles $Y_1 Y_2 (Z_1 Z_2)$ à comparer avec les quatre coordonnées distinctes Y de P_{ij} , ce qui permet de lever l'incertitude de l'association des projections dans l'espace.

Dans le cas des chambres cylindriques où nous avons trois plans $\mathcal{V}$ et quatre plans $\mathcal{P}_0$, c'est un cinquième plan $\mathcal{P}_0$ qui, avec une hélice à -45° , permettra de lever les incertitudes lors de l'association des projections $\mathcal{V}$ et $\mathcal{P}_0$.

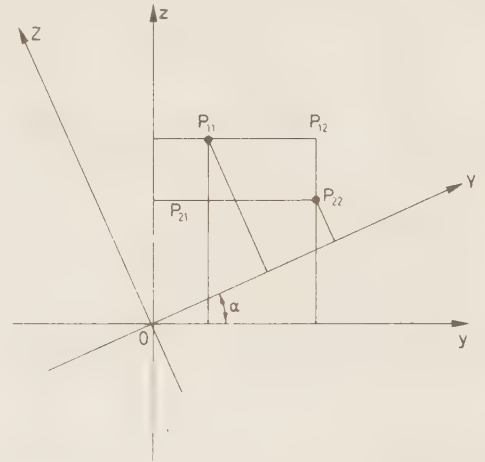
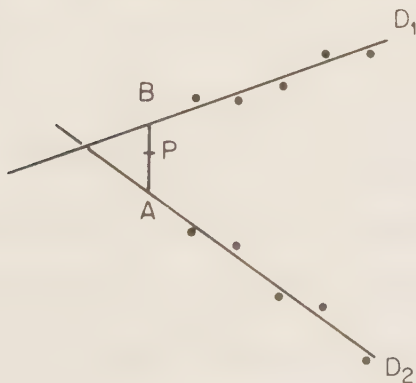


Fig. III,6 - Association des projections d'une droite dans l'espace.

Nous avons donc reconstruit des droites dans l'espace qui représentent la trajectoire des particules. A ce stade de la reconstruction, au vertex de production, trois droites représentent les trajectoires des $K^+ \pi^- p$, mais ces droites ne sont pas issues d'un même point. Au vertex de désintégration, deux droites représentent les trajectoires des $\pi^+ \pi^-$ avant l'aimant, et deux autres droites représentent les trajectoires après l'aimant ; le point de désintégration n'est pas fixé, l'association des droites avant et après l'aimant ne l'est pas non plus.

C - DETERMINATION DU VERTEX DE DESINTEGRATION



Nous déterminerons un point P origine de la désintégration et deux droites $D_1 D_2$ compatibles avec les étincelles trouvées (20 au maximum), soit 7 inconnues P_j et 20 données C_i . La solution sera la meilleure si

$$\chi^2_{(P_j)} = \sum_{i=1,20} \frac{(C_i(P_j) - C_i \text{ mesuré})^2}{\sigma_i^2}$$

est minimum.

Le minimum de χ^2 est calculé par la méthode décrite dans le paragraphe suivant. La solution de départ pour les inconnues sera constituée par les coordonnées du point P milieu de AB (AB étant la plus petite distance des droites $D_1 D_2$) et les paramètres définissant les droites $D_1 D_2$ obtenues précédemment. Le vertex obtenu sera conservé si le degré de confiance du χ^2 est supérieur à 1 %. (fig. III,7). Remarquons

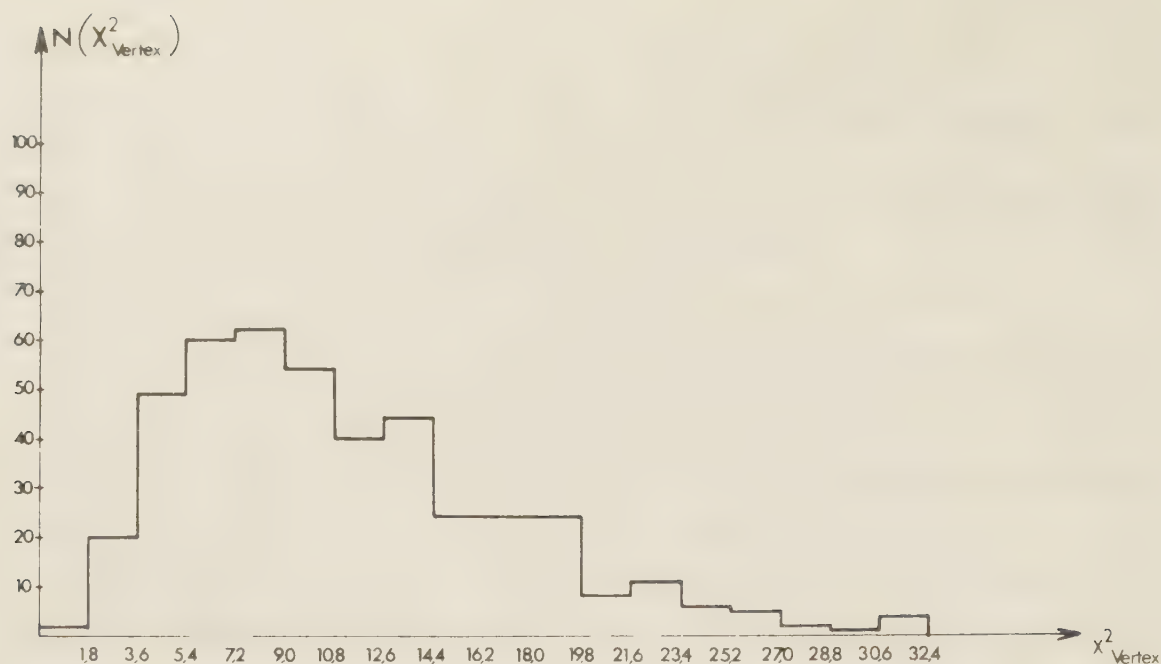
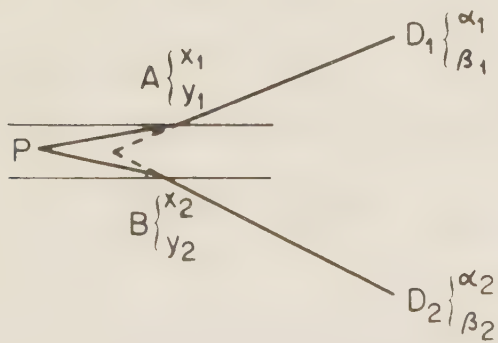


Fig. III,7 - χ^2 du vertex de désintégration.

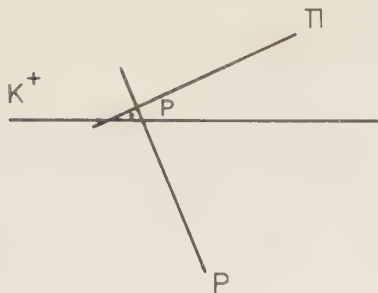
que ce calcul détermine aussi les valeurs de l'erreur sur chaque paramètre obtenu.

Quand une des deux droites D_1 D_2 a traversé de la matière (hydrogène ou enveloppe extérieure de la cible), nous reprenons la détermination du vertex en tenant compte de la diffusion coulombienne multiple, l'impulsion des particules ayant été préalablement calculée. De plus, la petitesse de l'angle d'ouverture des deux droites D_1 D_2 introduisant une grande erreur dans la mesure du point de désintégration, l'erreur dans la détermination des paramètres des droites D_1 D_2 due au champ de fuite de l'aimant dans les chambres doit être supprimée. Pour pallier ces difficultés, la méthode suivante a été adoptée.

Soit les deux droites D_1 D_2 définies par les paramètres $\alpha_1\beta_1$, $\alpha_2\beta_2$, elles coupent le cylindre de la cible en A et B. Le point A(B) est défini par deux coordonnées x_1y_1 , (x_2y_2) ; la troisième coordonnée est liée à y par la relation $y^2 + z^2 = r^2$. L'impulsion des particules est connue. Les huit paramètres $x_1y_1x_2y_2\alpha_1\beta_1\alpha_2\beta_2$ seront ajustés pour rester compatibles avec les 10 étincelles des deux traces, la déviation entre la trajectoire de la particule et l'étincelle étant calculée à l'aide d'un calcul point par point de la trajectoire dans le champ de fuite de l'aimant. Ces huit paramètres seront ensuite considérés comme des données à partir desquelles nous déterminerons le point de désintégration P et les paramètres des droites avant diffusion par la même méthode que précédemment.



D - DETERMINATION DU VERTEX DE PRODUCTION



Nous déterminons le point de production et la direction des $K^+ \pi p$ par 9 paramètres P_j , compatibles avec un maximum de 20 étincelles C_i . La valeur minimum de

$$\chi^2_{(P_j)} = \sum_{i=1,20} \frac{(C_i(P_j) - C_i \text{ mesuré})^2}{\sigma_i^2}$$

détermine les paramètres.

Ici, comme nous ne pouvons pas calculer l'impulsion des π et p sans faire d'hypothèse cinématique, la diffusion coulombienne multiple ne sera prise en compte que pour la trace du K^+ dont on connaît l'impulsion. On remarquera qu'à la production où les particules sont émises à grand angle, l'effet de la diffusion est moins important et peut être négligé. En tenir compte supposerait, soit une détermination cinématique des impulsions, suivie d'une nouvelle détermination des paramètres géométriques, etc., soit une détermination globale des paramètres géométriques et cinématiques.

In fine le vertex sera retenu si le degré de confiance du χ^2 est supérieur à 1 %.

E - ASSOCIATION DES TRACES AVANT APRES L'AIMANT, DETERMINATION DE L'IMPULSION

Chaque trace avant l'aimant AV_i est associée à chaque trace après l'aimant AP_j . Pour l'association $AV_i AP_j$, on calcule une impulsion approximative p_{ij} , fonction uniquement de la déflexion dans le plan xOy (hypothèse d'une boîte de champ rectangulaire avec une seule composante de champ). L'association $AV_i AP_j$ sera retenue si la position de la droite AV_i après l'aimant calculée avec p_{ij} ne diffère de la droite AP_i que d'une petite quantité compatible avec les erreurs de mesure.

Détermination de l'impulsion

Le champ magnétique de l'aimant n'est pas uniforme. Pour déterminer l'impulsion d'une particule, on pourrait calculer la trajectoire à travers l'aimant point par point, cette méthode, qui suppose plusieurs itérations successives, exige beaucoup de temps de calcul. Une autre solution [III-1] consiste à déterminer une fonction analytique f donnant l'impulsion en fonction des paramètres de la trajectoire.

Soit $x_5 = f(x_1, x_2, x_3, x_4, x_6)$

x_1, x_2, x_3, x_4 paramètres définissant la trajectoire

$x_1 = y$ avant l'aimant $x_3 = y$ après l'aimant

$x_2 = z$ avant l'aimant $x_4 = z$ après l'aimant

x_6 inverse de la déflexion de la particule, c'est-à-dire :

$$1 / \left(\frac{dy}{ds} \text{ après aimant} - \frac{dy}{ds} \text{ avant l'aimant} \right) \text{ et } ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$$

x_5 impulsion de la particule.

Cette fonction f est calculée par un développement en polynôme de Tchebycheff. Chaque variable est normalisée dans l'intervalle $[-1, +1]$

$$\xi_i = (2x_i - A_i - B_i) / (B_i - A_i) \quad A_i \text{ et } B_i \text{ sont les valeurs limites prises par } x_i$$

Pour chaque variable, on définit une suite discrète de valeurs suivant une distribution de Tchebycheff

$$\xi_i(\alpha_i^j) = \cos[(2\alpha_i^j - 1)\pi / 2N_i] \quad \alpha_i^j \quad j = 1, \dots, N_i \\ i = 1 \text{ à } 5$$

Pour chaque couple de valeurs, on calcule la trajectoire de la particule et l'on détermine

$$\xi_6(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5)$$

En choisissant une suite discrète de valeurs (distribution de Tchebycheff) pour ξ_6

$$\xi_6(\alpha_6^j) = \cos[(2\alpha_6^j - 1)\pi / 2N_6] \quad \alpha_6^j \quad j = 1, \dots, N_6 ; N_6 = N_5$$

une interpolation inverse nous permet de calculer la variable réduite de l'impulsion pour chaque combinaison des variables réduites $\xi_1 \xi_2 \xi_3 \xi_4 \xi_5$

$$\text{soit } \xi_5 = \xi_5(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_6)$$

On développe ξ_5 en un polynôme de Tchebycheff $T_k(\alpha_i) = \cos\{k(\arccos \alpha_i)\}$

$$\xi_5 = \sum_{\alpha_1=0}^{M_1} \sum_{\alpha_2=0}^{M_2} \sum_{\alpha_3=0}^{M_3} \sum_{\alpha_4=0}^{M_4} \sum_{\alpha_6=0}^{M_6} C_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4 \alpha_6} T_{\alpha_1}(\xi_1) T_{\alpha_2}(\xi_2) T_{\alpha_3}(\xi_3) T_{\alpha_4}(\xi_4) T_{\alpha_6}(\xi_6)$$

Le calcul des coefficients est effectué en minimisant l'expression

$$S^2 = \sum_{\alpha_1=1}^{N_1} \dots \sum_{\alpha_4=1}^{N_4} \sum_{\alpha_6=1}^{N_6} \{ \xi_5(\alpha_1 \dots \alpha_4 \alpha_6) - \sum_{\beta_1=0}^{M_1} \dots \sum_{\beta_4=0}^{M_4} \sum_{\beta_6=0}^{M_6} C_{\beta_1 \beta_2 \beta_3 \beta_4 \beta_6} T_{\beta_1}(\xi_1) \dots T_{\beta_4}(\xi_4) T_{\beta_6}(\xi_6) \}^2$$

$$\text{soit } \frac{\partial S}{\partial C_{\beta_1 \beta_2 \beta_3 \beta_4 \beta_6}} = 0$$

Comme les polynômes de Tchebycheff sont orthogonaux, la résolution du système d'équation ci-dessus s'effectue sans inversion de matrice et

$$C_{\beta_1 \beta_2 \beta_3 \beta_4 \beta_6} = r_1 r_2 r_3 r_4 r_6 \sum_{\alpha_1=1}^{N_1} \dots \sum_{\alpha_4=1}^{N_4} \sum_{\alpha_6=1}^{N_6} \{ \xi_5(\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_4 \alpha_6) T_{\beta_1}(\alpha_1) \dots T_{\beta_4}(\alpha_4) T_{\beta_6}(\alpha_6) \}$$

$$\text{avec } r_i = \frac{2 - \delta_i}{N_i}$$

La précision obtenue est fonction du nombre de coefficients que l'on utilise (degré du développement) ; nous avons retenu 1024 coefficients. Cette solution donne une erreur sur la détermination de l'impulsion du même ordre de grandeur que les autres erreurs, à savoir : (fig. III,8)

- Diffusion multiple dans la matière des chambres et des hodoscopes
 - Erreur sur la mesure de la déflexion
 - Erreur due à la méthode de détermination de l'impulsion.

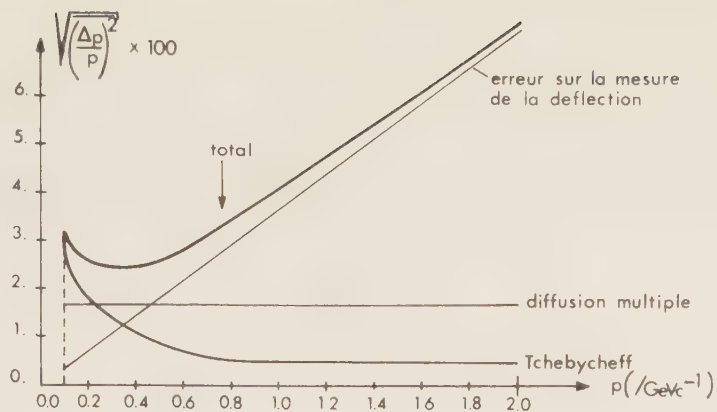


Fig. III,8 - Erreur relative sur la mesure de l'impulsion des particules chargées, analysées dans le spectromètre.

Conclusion

La reconstruction géométrique détermine les 14 paramètres suivants de la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+ p$, ainsi que la matrice d'erreur avec ses covariances

- $\downarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
 $-\frac{dy}{dx} K^+$
 $-\frac{dz}{dx}$
 $-\theta \pi^+ \text{ recul}$
 $-\varphi$
 $-\theta P \text{ recul}$
 $-\varphi$
 $-\frac{dy}{dx} K^0$
 $-\frac{dz}{dx}$
 $-\frac{dy}{dx} \pi^+$
 $-\frac{dz}{dx} \pi^+$
 $-\frac{dy}{dx} \pi^-$
 $-\frac{dz}{dx} \pi^-$
 $-P\pi^+ \text{ impulsions}$
 $-P\pi^-$

Les paramètres ont été choisis pour que l'erreur sur leur mesure soit approximativement gaussienne.

2 - RECONSTRUCTION CINEMATIQUE

Dans la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+ p$ 14 paramètres ont été déterminés par la
 $\downarrow$
 $\pi^+ \pi^- \pi^0$

reconstruction géométrique, l'impulsion du K^+ est aussi connue (faisceau monochromatique avec une résolution de 1,5 %) 6 paramètres sont inconnus

- P_π impulsion du π de recul
- P_p impulsion du p de recul
- P_{K^0} impulsion du K^0
- $P_x^{\pi^0}$ $P_y^{\pi^0}$ $P_z^{\pi^0}$ les trois composantes de l'impulsion du π^0

Huit équations de contraintes (conservation de l'impulsion et de l'énergie dans les deux réactions $K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+ p$ et $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$) relient ces 21 paramètres et permettent de déterminer les six inconnues.

Le système étant surdéterminé et aucun vertex n'étant sous déterminé, il est possible d'ajuster les valeurs optima de ces 21 paramètres en fonction des erreurs de mesure pour satisfaire deux équations de contraintes. Nous chercherons donc à minimiser la valeur de l'expression

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{15} \frac{(XM_i - XMF_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{cette expression ne tient pas compte des covariances dans les erreurs})$$

XM_i grandeurs mesurées
 XMF_i grandeurs ajustées
 σ_i erreur sur XM_i

Le but de cet ajustement est de tester une hypothèse d'interaction. La valeur du χ^2 obtenue est, si les erreurs sont gaussiennes, une mesure de l'hypothèse envisagée dans les équations cinématiques.

A - PRINCIPE MATHEMATIQUE DE L'AJUSTEMENT

Soit	$\vec{m}$	vecteur des grandeurs mesurées	dimension NM
	$\vec{x}$	vecteur des grandeurs inconnues	dimension NX
	$\vec{c}$	vecteur des corrections apportées à $\vec{m}$	dimension NM
	$\Delta \vec{x}$	vecteur des corrections apportées à $\vec{x}$	dimension NX
	G	matrice d'erreur des grandeurs mesurées	dimension NMxNM
	$\vec{f}$	vecteur des fonctions de contraintes	dimension NF
$A_{ij} = \frac{\partial f_j}{\partial x_i}$		matrice	dimension NXxNF
$B_{ij} = \frac{\partial f_j}{\partial m_i}$		matrice	dimension NMxNF
	$\vec{d}$	vecteur des multiplicateurs de Lagrange	dimension NF

Soit à minimiser $\chi^2 = \vec{C}^T (G^{-1}) \vec{C}$ C^T signifie C transposée
avec $f(x + \Delta x, m + \vec{C} + C - \vec{C}) = 0$ $\vec{C}$ corrections initiales

Le développement de Taylor au premier ordre donne

$$f(x, m + \vec{C}) + \frac{\partial f}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial f}{\partial (m + \vec{C})} (C - \vec{C}) = 0$$

$$\text{soit } A \Delta \vec{x} + B \vec{C} + \vec{r} = 0$$

$$\text{avec } \vec{r} = f(x, m + \vec{C}) - B \vec{C}$$

$$\text{et } \chi^2 = C^T (G^{-1}) C + 2 \vec{\alpha}^T (A \Delta \vec{x} + B \vec{C} + \vec{r})$$

où $\vec{\alpha}$ est un vecteur de multiplicateur de Lagrange

$$\chi^2 \text{ minimum} \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{C}} = 0 & (a) \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \Delta \vec{x}} = 0 & (b) \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha} = 0 & (c) \end{cases}$$

La résolution de ce système permet de calculer les vecteurs $\vec{C}$ et $\Delta \vec{x}$

$$(a) \quad \vec{C} = - G B^T \vec{\alpha}$$

$$(c) \quad \vec{\alpha} = (B G B^T)^{-1} (A \Delta \vec{x} + \vec{r})$$

introduisons α dans χ^2

$$\chi^2 = (A \Delta \vec{x} + \vec{r})^T (B G^{-1} B^T) (A \Delta \vec{x} + \vec{r})$$

la condition (b) s'écrit alors

$$2(A \Delta \vec{x} + \vec{r})^T (B G^{-1} B^T) A = 0$$

$$\text{soit } \Delta \vec{x} = -(A^T (B G^{-1} B^T) A)^{-1} A^T (B G^{-1} B^T) \vec{r}$$

On calcule alors $\vec{\alpha}$ puis $\vec{C}$ et le problème est résolu pourvu que l'on connaisse un $\vec{x}$ et un $\vec{C}$ initial.

On effectuera par itérations succesives le calcul des vecteurs $\Delta \vec{x}$, $\vec{\alpha}$ et $\vec{C}$.

Cette méthode suppose que :

- i - les erreurs sur les variables mesurées aient une distribution gaussienne;
- ii - les dérivées secondes des fonctions de contraintes soient petites devant les dérivées premières.

B - CONDITIONS PRATIQUES D'UTILISATION

La méthode itérative utilisée implique que l'on définisse les critères d'arrêt suivants de l'itération.

- i - L'accroissement de χ^2 d'une itération à la suivante doit être inférieur à 10^{-6} .

ii - Les fonctions de contraintes doivent être satisfaites avec une précision supérieure à 100 eV.

Ces deux conditions, que l'on appellera convergence de l'ajustement, doivent être satisfaites simultanément ; en effet, il peut arriver que le χ^2 soit stabilisé sans que les fonctions de contraintes soient satisfaites et le χ^2 n'a pas la signification de test d'une hypothèse physique, l'événement est alors rejeté.

La figure III,9 donne la distribution du nombre d'itérations N nécessaire

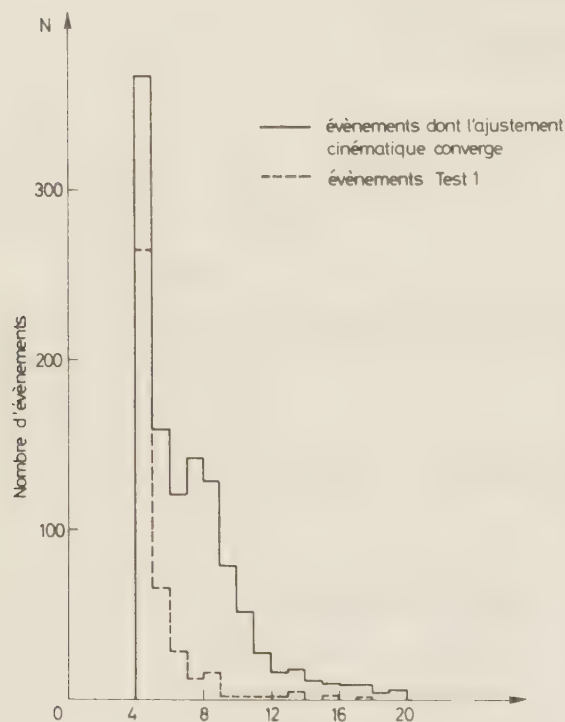


Fig. III,9 - Nombre d'itérations de l'ajustement cinématique.

à l'obtention des conditions d'arrêt de l'ajustement. En choisissant de rejeter l'événement si, à la 20^{ème} itération, la convergence de l'ajustement n'est pas obtenue, la perte de bons événements est négligeable.

On verra plus loin quels sont les taux de rejet introduits par la convergence de l'ajustement mais, en tout état de cause, ces rejets sont dus aux hypothèses propres à la méthode, à savoir que les erreurs sur les variables mesurées ont des distribution gaussiennes, que les dérivées secondes des fonctions de contrainte sont négligeables devant les dérivées premières.

Dans la réaction $K^+ p \rightarrow K^0 \pi p$,
 $\quad \quad \quad \downarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

la direction des π , p de recul est mesurée,

mais on ne sait pas laquelle des deux particules est le π ou le p. Il sera effectué deux ajustements cinématiques correspondant aux deux hypothèses possibles entre lesquelles le plus petit χ^2 permettra de choisir. On verra dans le chapitre suivant que l'on se trompe de solutions dans 2,5 % des cas mais, qu'alors, l'impulsion du π et l'impulsion du p sont compatibles, aux erreurs de mesure près.

Pour chaque événement reconstruit, il a été testé trois hypothèses :

- | | |
|---|----------------------------|
| $K^+ p \rightarrow K^0 \pi p$ | ajustement à 1 contrainte |
| $K^+ p \rightarrow K^0 \pi p$ | ajustement à 2 contraintes |
| $\quad \quad \quad \downarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ | |
| $K^+ p \rightarrow K^0 \pi p$ | ajustement à 2 contraintes |
| $\quad \quad \quad \downarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ | |

3 - PERFORMANCE DE L'APPAREILLAGE

Le bon fonctionnement de l'appareillage expérimental et des méthodes d'analyse décrits précédemment a été vérifié en analysant les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ [III-2]. Durant l'acquisition des données, il a été enregistré une certaine quantité d'événements à signature $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Soit, au niveau du déclenchement, la condition logique

$$S_1 S_2 \bar{C}_1 \bar{C}_2 \bar{C}_\pi C_K (TH = 2) (DHI = 2) (DHII = 2)$$

Par ailleurs, une simulation des événements par le processus de Monte-Carlo permet aussi de vérifier le bon fonctionnement de l'appareillage en comparant les distributions expérimentales et les distributions simulées. Dans le cas des événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ pour lesquels la désintégration est connue, la comparaison événements simulés, événements expérimentaux vérifie par ailleurs la validité de la simulation.

A - SIMULATION DES EVENEMENTS

Dans une première étape, des événements sont engendrés par la méthode de Monte Carlo en suivant les lois physiques des réactions considérées. La réaction de production a été engendrée suivant les trois canaux possibles

$$K^+ p \rightarrow K^0 N_{1236}^{*++}$$

$$K^+ p \rightarrow K_{890}^{*+} p$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad \rightarrow K^0 \pi^+$$

$$K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+ p \quad \text{sans résonance}$$

Les sections efficaces $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^{N^*}$ ou K^* utilisées sont celles qui ont été déterminées dans cette expérience [III-2].

$$t' = t - t_{\min}$$

$$t \quad \text{est le carré du quadrivecteur impulsion énergie transféré au } N^* (K^*)$$

$$t_{\min} \quad \text{valeur minimum de } t \text{ pour une masse donnée du } N^* (K^*)$$

La loi de désintégration du K^0 en $\pi^+\pi^-$ est bien connue. Les problèmes spécifiques à la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ seront développés dans le chapitre IV. Après ce premier stade de la simulation, il est tenu compte de la diffusion multiple des particules, de la perte d'énergie et de l'absorption éventuelle des particules dans la matière traversée (cible à H_2 , chambres, hodoscopes). Un calcul point par point de la trajectoire des particules chargées à travers l'aimant est effectué. Les conditions du déclenchement sont ensuite appliquées.

A ce stade, nous disposons d'un lot d'événements définis par des quantités géométriques et cinématiques exactes. Pour simuler complètement l'expérience, nous

devons engendrer la position des étincelles dans les chambres à fils.

Pour chaque trajectoire calculée, on détermine l'intersection réelle R de cette trajectoire avec chaque plan de fils, ou, plus exactement, avec l'anode et la cathode virtuelles définies au chapitre reconstruction géométrique. La position choisie pour l'étincelle P sera telle que (P-R) aura une distribution gaussienne de variance σ . Les σ utilisés sont ceux déterminés expérimentalement.

On introduit ensuite dans chaque plan de fils une inefficacité de la chambre, fonction de la position de l'étincelle. Cette inefficacité zonale a été mesurée expérimentalement tout au long de l'expérience. Les événements simulés sont alors sous une forme susceptible d'être traitée par les programmes de reconstruction géométrique et cinématique.

Nous remarquerons que cette simulation est très proche de la réalité et qu'elle n'utilise que des paramètres mesurés expérimentalement.

B - ETUDE DES DESINTEGRATIONS $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ [III-2]

Après reconstruction géométrique des événements à déclenchement $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, la masse invariante des particules chargées traversant le spectromètre a été calculée (fig. III,10) en supposant que les deux particules sont des pions. Un pic étroit centré sur la masse du K^0 est observé, le fond provient principalement des événements dans lesquels un K^0 n'a pas été produit, par exemple, la réaction $K^+p \rightarrow K^+\pi^+\pi^-p$ dans laquelle le K^+ est détecté comme un pion. Mais, pour ce fond, le vertex de production et le vertex de désintégration sont confondus ou au moins compatibles avec les erreurs de mesure.

Si l est la longueur de désintégration du K^0 , σ_l l'erreur sur la mesure de l , nous définirons $\text{chidis} = l/\sigma_l$, comme la quantité dont la valeur permettra de séparer les événements à un vertex de ceux à deux vertex. En choisissant $\text{chidis} > 4$, les événements à un seul vertex sont éliminés. En imposant aussi que $l > 4$ cm, la direction du K^0 sera mesurée avec une précision suffisante. Sur la fig. III,11 est représenté l'histogramme de $M_{\pi^+\pi^-}^*$ après ces deux coupures ; le fond résiduel provient des désintégrations à trois corps du K^0 .

Un ajustement cinématique est effectué sur ces événements pour vérifier l'hypothèse $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Une coupure à 1 % sur le degré de confiance du χ^2 conduit à des événements sans fond résiduel visible (fig. III,12). Seul un fond avec un π^0 supplémentaire à la production ($K^+p \rightarrow K^0\pi^+p\pi^0$) peut être présent ; sa contribution calculée par la méthode de Monte Carlo est inférieure à $0,5 \cdot 10^{-2}$.

Ce lot d'événements $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ va nous permettre de vérifier plusieurs points :

i - Le dispositif expérimental a été construit pour produire un faisceau de K^0 pur, d'impulsion connue. Avec les événements $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, l'impulsion du K^0 va

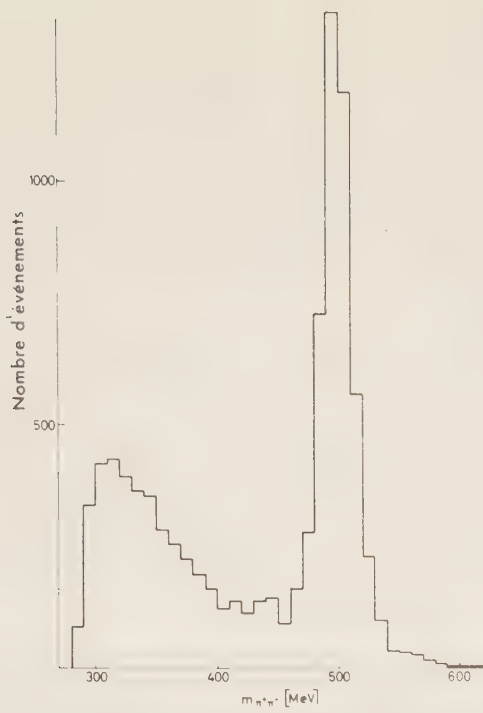


Fig. III,10 - Distribution de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}^*$ - des événements " $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ " après reconstruction géométrique.

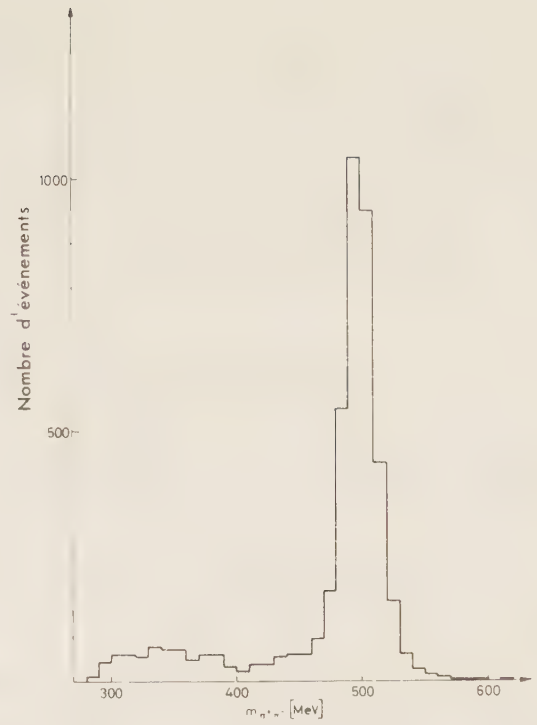


Fig. III,11 - Distribution de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}^*$ - des événements " $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ " avec les conditions $\text{chidis} > 4$ et $\Delta l > 4$ cm.



Fig. III,12 - Distribution de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}^*$ après sélection des événements $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ par ajustement cinématique.

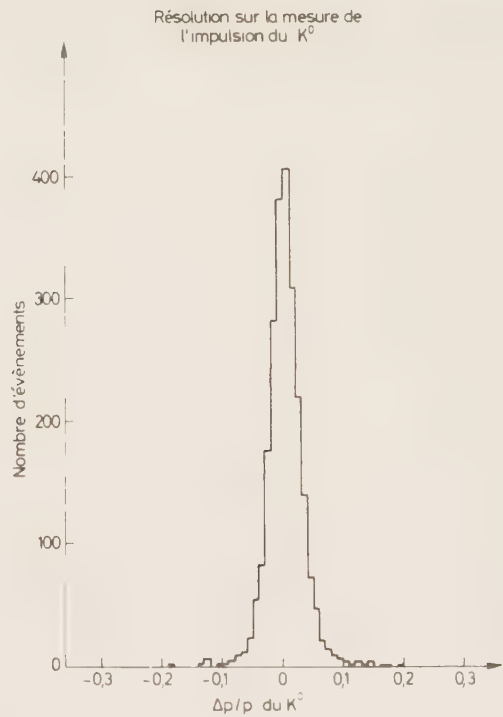


Fig. III,13 - Erreur relative sur la mesure de l'impulsion du K^0 .

être déterminée de deux façons indépendantes :

- par la cinématique de la production : ajustement cinématique à une contrainte $P_{K^0}^{PRO}$;
- par les produits de désintégration seulement $P_{K^0}^{DES} = |\vec{P}_{\pi^+} + \vec{P}_{\pi^-}|$, cette méthode donnant une précision de 3 % déterminée directement par les erreurs de mesure sur les impulsions $P_{\pi^+} P_{\pi^-}$.

La distribution $\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{P_{K^0}^{PRO} - P_{K^0}^{DES}}{P_{K^0}^{PRO} + P_{K^0}^{DES}}$ donne l'erreur expérimentale sur la détermination de $P_{K^0}^{PRO}$ (si cette erreur est égale à celle obtenue sur $P_{K^0}^{DES}$). Cette distribution (fig. III-13) est symétrique par rapport à zéro et sa largeur est de $\pm 3\%$.

L'appareillage permet donc de produire un faisceau de K^0 pur d'impulsion déterminée sans biais systématique et avec une erreur de 3 %.

ii - Un lot d'événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, dont on connaît la distribution en fonction du temps propre et l'acceptance de l'appareillage obtenue par la simulation Monte Carlo, permet de mesurer la durée de vie du K_S^0 [III-2].

Le meilleur ajustement donne $\tau_S = (0,884 \pm 0,018) 10^{-10}$ sec en complet accord avec la valeur mondiale $\tau_S = (0,862 \pm 0,006) 10^{-10}$ sec.

Ce résultat signifie que l'acceptance a été calculée correctement et que les méthodes d'analyse n'introduisent pas de distorsion dans la distribution des événements en fonction du temps propre du K^0 .

CHAPITRE IV

ANALYSE DES EVENEMENTS

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

CHAPITRE IV

ANALYSE DES EVENEMENTS

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

1 - RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

Le lot de 1,02 millions d'événements, enregistré pendant l'expérience, a été traité avec le programme "géométrie" décrit au chapitre précédent. L'efficacité de la reconstruction géométrique a varié entre 9 et 11 % suivant le plus ou moins bon fonctionnement du faisceau et de notre dispositif expérimental. On classera les causes de rejets en quatre catégories :

a) L'inefficacité des chambres à étincelles entraîne une perte globale de 45 % des événements. Ce taux de rejet est bien reproduit en Monte Carlo en introduisant les inefficacités des chambres calculées expérimentalement.

b) Les déclenchements accidentels des chambres ou un trop grand nombre de traces dans les chambres qui n'autorise plus un choix conséquent des bons événements, provoquent une perte de 70 % des événements.

c) Le degré de confiance exigé pour l'ajustement des paramètres du vertex de production et du vertex de désintégration entraîne encore une perte de 30 % des événements. Remarquons qu'il ne s'agit pas d'une perte de vrais événements $K_1 \pi$, mais d'événements qui simulent un vertex de production ou de désintégration (ex : $K_1^+ p \rightarrow K_2^+ \pi p$ il n'y a pas de vertex de désintégration, mais l'association de la trace K_2^+ avec une trace du faisceau simule un vertex de désintégration).

d) La diffusion des particules sur les pièces polaires de l'aimant interdit une association correcte avant et après l'aimant et entraîne une perte de 15 % des événements.

Nous avons ainsi reconstruit 103095 événements. Quelques remarques simples vont permettre de réduire le nombre d'événements à traiter par le programme de reconstruction cinématique.

a) Les événements (appelés ++), pour lesquels les deux particules chargées qui traversent le spectromètre ont la même charge, ne correspondent pas à la classe d'événements étudiés et sont à rejeter. On perd ainsi 49 % des événements.

b) Nous appellerons "événements prompts" ceux pour lesquels la réaction de production ne crée pas de particule dont la désintégration est observable dans notre dispositif expérimental. Par exemple, dans la réaction $K^+ p \rightarrow K^+ p \pi^+ \pi^- \pi^0$ ($\sigma_{\text{eff}} = 0,15 \text{ mb}$), nous avons toutes les particules nécessaires au déclenchement de l'appareillage, mais il n'y a pas de vertex de désintégration. Si l'on appelle $\Delta\ell$ la distance entre le vertex de production et le vertex de désintégration, et σ_ℓ l'erreur sur la mesure de $\Delta\ell$, $\text{chidis} = \frac{\Delta\ell}{\sigma_\ell}$ sera une quantité qui sera centrée sur zéro avec une distribution gaussienne pour les événements "prompts". L'élimination des événements avec $\text{chidis} < 4$ supprime les "prompts".

c) Pour qu'un événement soit exploitable, il faut que la direction du K^0 soit mesurée avec une précision suffisante. A cet effet, on imposera les deux conditions suivantes :

- $\Delta\ell > 4 \text{ cm}$
- L'angle d'ouverture des deux particules chargées de la désintégration du K^0 , θ^{+-} plus grand que 100 mrad .

Après ces coupures qui n'ont fait perdre que 5,7 % des bons événements, le lot de candidats à traiter cinématiquement a été réduit à 4220 événements.

Les événements "prompts" qui constituent l'essentiel des événements reconstitués géométriquement ont été éliminés. La contamination résiduelle est de

$$\underbrace{N = 0,5 \cdot 10^5}_{\text{nombre d'événements "prompts"}} \times \underbrace{\left(\frac{1}{2} \times 6 \cdot 10^{-5}\right)}_{\text{Probabilité (chidis} > 4)} = 1,5 \text{ événements}$$

2 - CINEMATIQUE DES EVENEMENTS

Les événements reconstitués géométriquement, qui satisfont aux coupures $\Delta\ell > 4$, $\text{chidis} > 4$ et $\theta^{+-} > 100 \text{ mrad}$, sont traités par le programme cinématique décrit précédemment, avec le test des trois hypothèses suivantes :

$K^+ p \rightarrow K^0 \pi p$	résumé sous la notation Ke32 (ajustement cinématique de la production du K^0 seulement)
$K^+ p \rightarrow K^0 \pi p$ $\hookrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	résumé sous la notation K3 π
$K^+ p \rightarrow K^0 \pi p$ $\hookrightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	résumé sous la notation K $\pi\pi\gamma$

Après élimination des événements pour lesquels l'ajustement cinématique Ke32 ou K3 π ne converge pas et pour lesquels $\chi^2_{\text{Ke32}} > 100$ ou $\chi^2_{\text{K3}\pi} > 100$, on obtient un lot de 1079 événements sur lesquels l'analyse proprement dite va être effectuée.

Les pertes d'événements pour lesquels l'ajustement cinématique ne converge

pas sont dues à la méthode mathématique utilisée (les erreurs sur les grandeurs mesurées ne sont pas parfaitement gaussiennes et le développement limité au 1^{er} ordre des fonctions de contraintes n'est pas toujours correct). Pour les événements simulés, les coupures dues à la convergence des deux ajustements cinématiques $K\pi^0$ et $K3\pi$ éliminent 11,4 % des événements. Si l'on ajoute les coupures $\chi^2_{K\pi^0} > 100$ et $\chi^2_{K3\pi} > 100$, la perte globale est de 11,6 %. Sur les données, cette perte est plus grande parce que des événements qui ne correspondent pas aux hypothèses physiques choisies sont éliminés dans une plus grande proportion. Nous donnerons un exemple simple : avant ces coupures la masse invariante des deux particules chargées fait apparaître un pic à la masse du K^0 (événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ dans lequel un γ est accidentel ou événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ avec un γ émis d'impulsion faible). Si l'on demande la convergence de l'ajustement cinématique $K3\pi$ ce pic disparaît complètement (fig. IV,1).

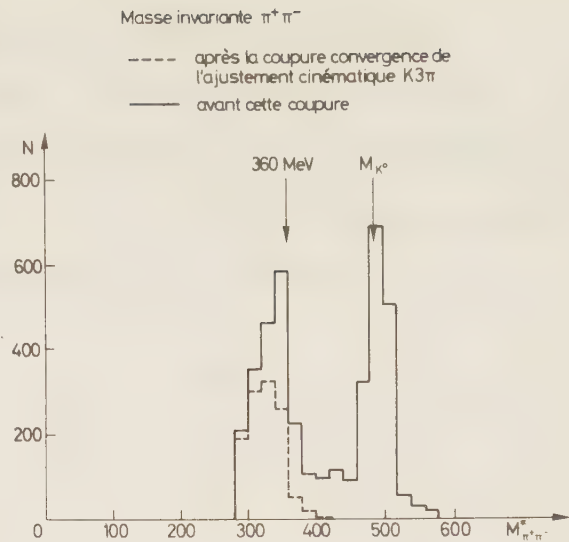


Fig. IV,1 - Distribution de masse invariante $M_{\pi\pi}^*$ pour les événements à déclenchement $K3\pi$.

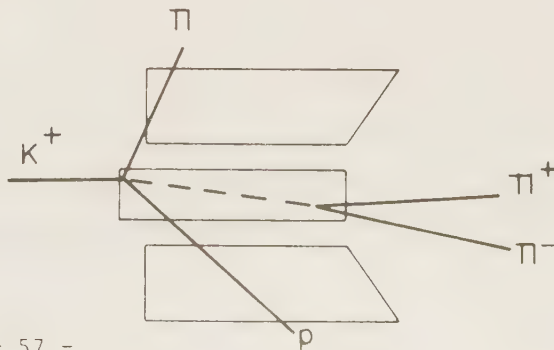
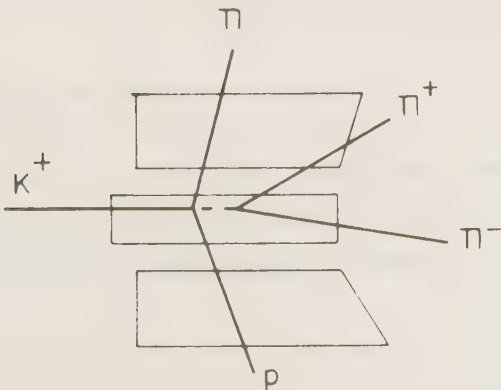
3 - COUPURES PRELIMINAIRES

A - COUPURE GEOMETRIQUE

a) Définition d'un volume dans lequel la matière traversée par les particules est faible

On a éliminé les événements pour lesquels :

- i - les produits chargés de désintégrations du K^0 traversent les chambres cylindriques
- ii - le pion ou le proton émis à la production traversent le cadre extérieur des chambres cylindriques.



Ces coupures éliminent 14 % des événements.

b) Nous avons accepté, lors de la reconstruction géométrique, des événements pour lesquels une étincelle dans une chambre n'était lue que sur une seule coordonnée. Phénomène qui peut logiquement arriver, mais qui est aussi propice à la reconstruction de fausses traces. Pour pallier cet inconvénient, nous avons défini un nombre M dont le tableau ci-dessous définit sa valeur en fonction du nombre d'étincelles à une seule coordonnée pour un vertex à deux traces.

Trace 1	Trace 2	M
0	0	1
1	0	2
0	1	2
1	1	3
2	0	4
0	2	4
		etc

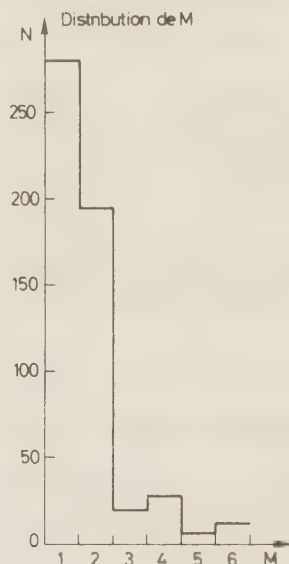


Fig. IV,2 - Distribution de M pour le vertex de désintégration.

La figure IV,2 montre l'histogramme de cette quantité pour le vertex de désintégration. Une coupure qui élimine les événements avec $M > 4$ est apparue nécessaire, elle autorise le fonctionnement defectueux d'un plan de fil, mais interdit la reconstruction d'une trace pour laquelle on n'aurait que deux étincelles dans une projection. Cette coupure fait perdre 9 % d'événements au vertex de désintégration, et 2 % au vertex de production.

B - COUPURES CINEMATIQUES

a) Elimination grossière du fond

A ce stade de l'analyse, nous avons des événements qui ne sont pas des événements $K3\pi$; nous allons les éliminer d'une façon grossière.

Dans la réaction $K^+p \rightarrow \pi p K^0$, supposons que nous ne connaissions pas la masse du K^0 . Avec les grandeurs mesurées, il est possible de calculer cette masse, en écrivant les équations de conservation de l'impulsion et de l'énergie, si l'on connaît laquelle des deux particules chargées émises est le pion (cette indétermination est levée en choisissant la meilleure optimisation cinématique K_{32}). Nous appellerons

Promas la masse du K^0 ainsi calculée. Promas sera une quantité piquée sur m_{K^0} pour les bons événements, et quelconque pour le fond ; en particulier, si on a eu à la production un π^0 supplémentaire, le carré de Promas sera négatif dans 80 % des cas. La fig. IV,3 donne la distribution de cette quantité. Une coupure qui élimine les événements avec Promas négatif ou Promas > 1000 MeV ne fait perdre que 3,7 % de bons événements (résultats obtenus à partir des événements simulés) et encore, ces événements ont-ils un poids faible car ils correspondent à de grandes erreurs de mesure.

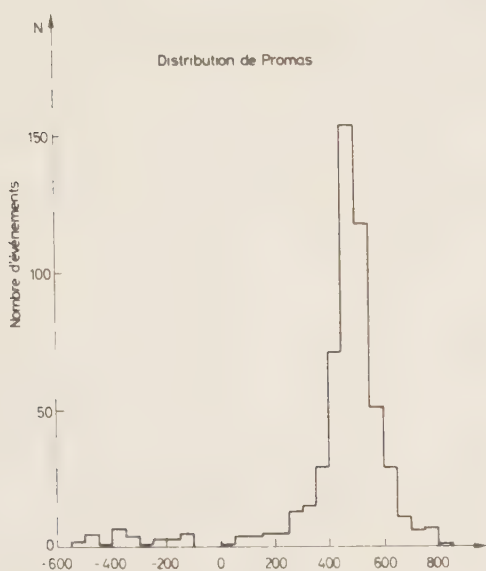


Fig. IV,3 - Distribution de Promas (Masse du K^0 calculée à partir de la cinématique du vertex de production).

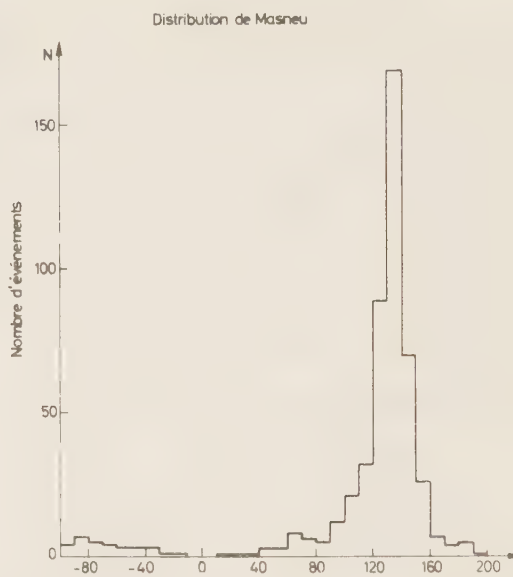


Fig. IV,4 - Distribution de Masneu.

Dans la désintégration du $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, on peut aussi supposer que l'on ne connaît pas la masse du π^0 (Masneu) et la calculer pour chaque événement. L'impulsion du K^0 utilisée pour ce calcul sera celle donnée par l'ajustement cinématique Ke32. La figure IV,4 donne la distribution de Masneu. Un pic est observé à la masse du π^0 . Une coupure, qui conserve les événements $90 < \text{Masneu} < 180$ MeV, fera perdre 2,6 % des bons événements $K3\pi$.

Nous avons alors un lot de 425 candidats $K3\pi$. Après avoir fixé le degré de confiance de l'ajustement cinématique $K3\pi$ à partir duquel nous conserverons les événements, les fonds pouvant simuler un candidat seront examinés l'un après l'autre et des critères seront déterminés pour les éliminer.

b) Coupure en $\chi^2_{K3\pi}$

L'ajustement cinématique $K3\pi$ est à deux contraintes, les tables de χ^2 fixent $\chi^2_{K3\pi} < 9,21$ (13,82) pour conserver 99 % (99 %) des événements. En fait, les erreurs sur les variables mesurées n'étant pas strictement gaussiennes, la distribu-

tion de χ^2 ne suit pas la loi théorique. Nous avons regardé sur le lot d'événements simulés (fig. IV,5) à quelle valeur de χ^2 l'on devait couper pour perdre 1 % des événements $\chi^2_{\text{coupure}} = 20$. Sur les données expérimentales, on élimine ainsi 6,8 % des événements.

Résumons les coupures introduites jusqu'ici

chidis > 4

$\Delta l > 4$ cm

$\theta^{+-} > 100$ mrad

convergence ajustement cinématique Ke32

convergence ajustement cinématique K3 π

coupures géométriques

0 < Promas < 1000 MeV

90 < Masneu < 180 MeV

χ^2 ajustement K3 π < 20

χ^2 ajustement Ke32 < 100

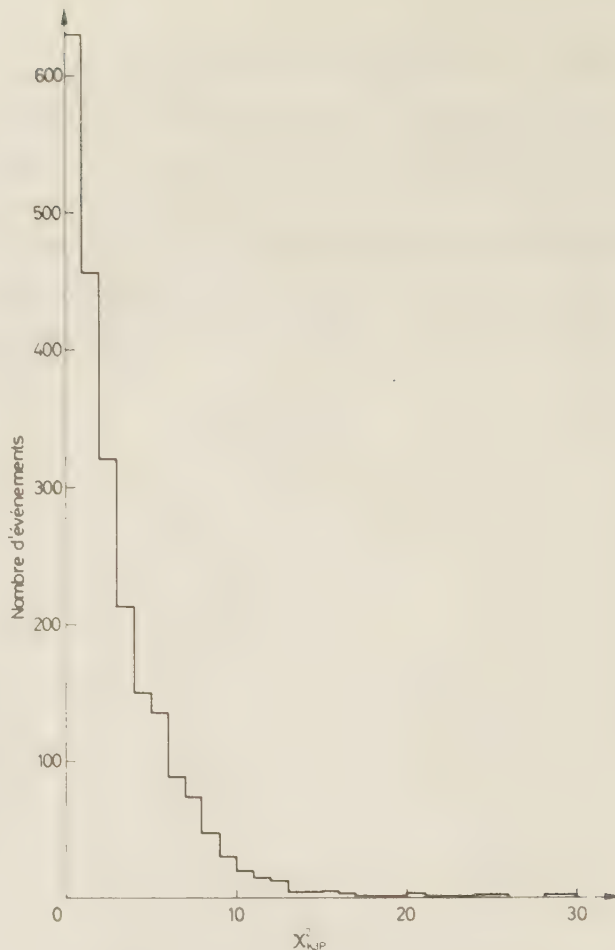


Fig. IV,5 - Distribution de χ^2 K3 π pour les événements simulés.

L'ensemble de ces coupures sera appelé par la suite Tèst 1.

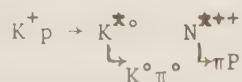
4 - ETUDE DES FONDS POSSIBLES

A - A LA PRODUCTION DU K^0

a) En plus de la réaction $K^+p \rightarrow K^0\pi p$ (1), il est possible, à l'énergie à laquelle les données ont été prises, de produire $n\pi$ supplémentaires. Nous limiterons notre étude à la contribution dominante



Cette réaction a été simulée par un processus de Monte Carlo en choisissant la réaction à quasi deux corps :

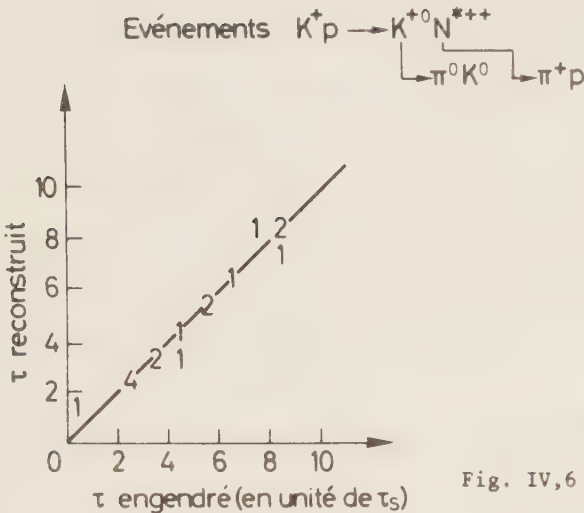


Cette réaction n'est qu'une partie de la réaction (2) mais, comme son acceptance est plus grande qu'avec une réaction non résonnante, on obtiendra une limite supérieure de

la contamination due à la réaction 2.

En appliquant les mêmes critères de sélection aux réactions 1 et 2 (test 1), on obtient le pourcentage des événements qui sont produits avec un π^0 supplémentaire :

$\frac{N(K^+p \rightarrow K^0\pi^0p\pi^0)}{N(K^+p \rightarrow K^0\pi^0p)}$	$\leq \frac{1,6}{3,0}$	$\cdot \frac{224/160000}{6661/840000}$	$\cdot \frac{16/224}{4310/6661} = 1.04 \cdot 10^{-2}$
		rapport des sections efficaces	rapport des rejections test 1



De plus, les événements avec un π^0 supplémentaire ayant passé le test 1 ont une impulsion obtenue dans l'ajustement cinématique $K3\pi$ compatible avec celle engendrée, ils n'entraînent donc pas de biais dans l'analyse. L'histogramme (fig. IV,6) qui donne la corrélation entre le temps propre engendré et le temps propre mesuré ne montre pas d'erreur systématique.

Fig. IV,6 - Corrélation entre le temps propre du K^0 engendré et reconstruit pour des événements $K^+p \rightarrow K^{*0} N^{*++}$
 $\downarrow \quad \downarrow$
 $\pi^0 K^0 \quad \pi^+ p$

b) Il existe d'autres canaux K^+p qui produisent un K^0 par exemple $K^+p \rightarrow K^0\pi^+\eta p$ mais les sections efficaces sont faibles et le bilan énergétique est très différent de celui étudié, ce qui nous permet de négliger ces contributions.

B - A LA DESINTEGRATION DU K^0

Si le détecteur de photons ne donne pas de signal accidentel, nous n'aurons à examiner que les produits de désintégration du K^0 qui peuvent donner un photon. En fait, le compteur DG avait un certain pourcentage R de signaux accidentels (inefficacité de l'anticoïncidence, coïncidence fortuite, etc...) et nous nous proposons d'évaluer expérimentalement R.

Avant de requérir la convergence de l'ajustement cinématique $K3P$, la distribution de masse invariante $M_{\pi\pi}^*$ des deux particules chargées fait apparaître un pic à la masse du K^0 qui contient N événements (fig. IV,1). Ces événements peuvent provenir de deux origines :

- événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ avec un déclenchement accidentel pour DG ($N_{\pi^+\pi^-}^1 - R$) ;
- événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ avec un photon de basse énergie ($N_{\pi^+\pi^-\gamma}^2$).

On aura donc $N = N_{\pi^+\pi^-}^1 \cdot R + N_{\pi^+\pi^-}^2 \cdot \gamma$.

Comme il est très difficile d'évaluer $N_{\pi^+\pi^-}^2$, on calculera simplement une limite supérieure pour R : $R < \frac{N}{N_{\pi^+\pi^-}^1}$. Le pourcentage de signaux accidentels du comp-
 teur DG sera inférieur à 5,9%.

- Canal $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

La masse invariante (fig. IV,7) des deux particules chargées $M_{\pi\pi}^*$ de la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ est, à la résolution expérimentale près, inférieure à 360 MeV. La résolution étant de 12 MeV, les événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ seront rejetés.

Si un pion s'est désintégré en vol ($\pi \rightarrow \mu\nu$) et que le muon a été mesuré, la masse invariante $M_{\pi\pi}^*$ n'est plus centrée sur la masse du K^0 pour les désintégrations $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Evaluons expérimentalement la quantité d'événements de ce type que nous avons après le test 1. Soit un événement $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ avec une désintégration en vol du pion (fig. IV, 8).

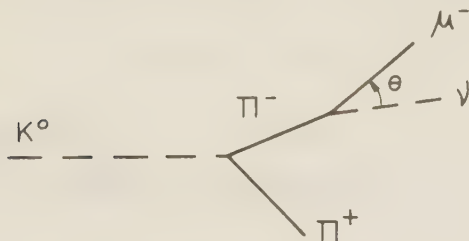


Fig. IV,8 - Evénements $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ avec une désintégration en vol du pion.

CM : système du centre de masse du pion

Lab : système du laboratoire

β = vitesse du pion

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

()_{max} : valeur maximum

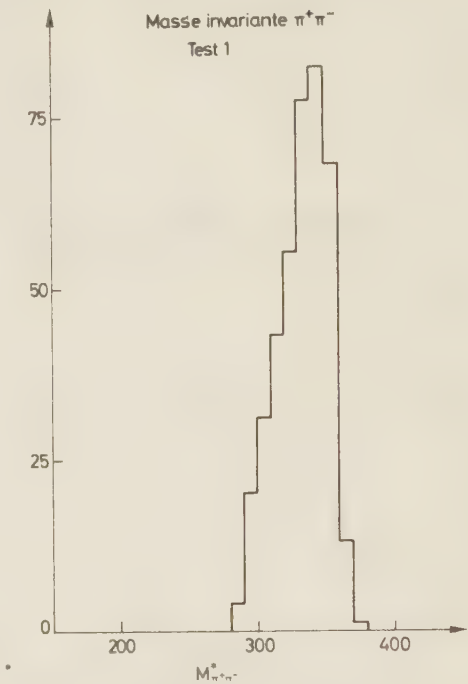


Fig. IV,7 - Distribution de masse invariante $M_{\pi\pi}^*$ pour les événements à déclenchement K3 π après la sélection du test 1.

$$(tg\theta^{Lab})_{max} = \frac{p_{\mu}^{CM}}{\beta\gamma E_{\mu}^{CM}}$$

$$\beta\gamma = \frac{p_{\pi}^{Lab}}{m_{\pi}}$$

$$\text{donc } (p_{\pi}^{Lab} tg\theta)_{max} = \frac{p_{\mu}^{CM}}{E_{\mu}^{CM}} m_{\pi} = 37.89 \text{ MeV/c}$$

Or, nous avons mesuré des événements $K^0 \rightarrow X_1 + X_2 + X^0$. Supposons que ce soit des événements du type $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$, connaissant $\vec{P}_{K^0}$ et $\vec{P}_{X_1}$ on calcule l'impulsion du deuxième pion avant désintégration.

$$\vec{P}_{X_2} = \vec{P}_{K^0} - \vec{P}_{X_1}$$

soit θ l'angle entre P_{X_2} et P_{X_1} . On aura alors $P_{X_2} tg\theta < 37,89 \text{ MeV/c}$ si l'événement

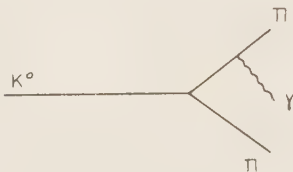
était une désintégration $K2\pi$.

Cette quantité a été calculée dans l'hypothèse d'une désintégration $\pi\rightarrow\mu\nu$ pour chaque pion et la figure IV,9 donne la distribution pour les événements expérimentaux et les événements simulés . Aucune différence appréciable n'existe. De plus, la corrélation avec le temps propre a été étudiée et les événements qui ont $P_{X_2}, \text{tg}\theta < 37,89 \text{ MeV}$ sont répartis uniformément sur les intervalles de temps propre, ce qui est en contradiction avec l'hypothèse d'une désintégration K_S^0 .

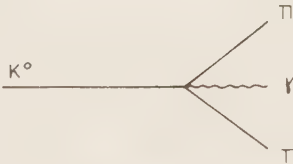
- Canal $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

La désintégration peut être obtenue par deux processus différents :

- par rayonnement de freinage interne représenté par le graphe de Feynman suivant



- par production directe



Les résultats expérimentaux [IV-1] n'ont pas mis en évidence de contribution directe. Nous nous limiterons donc à l'étude des désintégrations $K_S^0 \rightarrow \pi\pi\gamma$ par rayonnement de freinage interne dont le taux de désintégration se calcule à partir des graphes ci-dessus :

$$\frac{d^2\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)}{dk \, d(\cos \theta)} = \frac{2\alpha}{\pi} \, \Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-) \, \frac{\beta}{\beta_0} \, \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \, \frac{1}{k} \, (1 - \frac{2k}{m_k}) \quad [IV-2]$$

k impulsion du photon dans le centre de masse du K^0
 θ angle entre le photon et le π^+ dans le centre de masse du système

$$\beta_0 = \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{m_K^2}} \quad \text{vitesse du } \pi \text{ dans le centre de masse du système } \pi\pi \text{ pour } K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$$

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{m_K^2 - 2 m_K k}} \quad \text{vitesse du } \pi \text{ dans le centre de masse du système } \pi\pi \text{ pour } K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$$

L'intégration a été faite numériquement et on obtient :

$$\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)_{k > 50 \text{ MeV/c}} = 2,5 \cdot 10^{-3} \cdot (\Gamma_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)$$

$$\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)_{k > 100 \text{ MeV/c}} = 4,53 \cdot 10^{-4} \cdot (\Gamma_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)$$

Un événement $K\pi\pi\gamma$ qui satisfait le test 1 doit avoir une masse invariante $M_{\pi\pi}^* < 360 \text{ MeV}$, ce qui impose $P_\gamma > \frac{m_{K^0}^2 - M_{\pi\pi}^{*2}}{2m_{K^0}} \approx 120 \text{ MeV/c}$. Pour tenir compte de la résolution expérimentale, on n'a considéré que les événements $K_S^0 \rightarrow \pi\pi\gamma$ pour lesquels $P_\gamma > 100 \text{ MeV/c}$. Une simulation Monte Carlo de ces événements permet de calculer le taux de contamination de notre lot d'événements $K3\pi$

$$R = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi\pi\gamma)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)} \times \frac{1}{12\tau_S/\tau_L} \times \frac{A(\pi\pi\gamma)}{A(\pi^+ \pi^- \pi^0)} \times \frac{T(\pi\pi\gamma)}{T(\pi^+ \pi^- \pi^0)}$$

rapport des rejections dues
acceptances au test 1

$$R = \frac{0,687 \times 4,53 \cdot 10^{-4}}{0,126} \times \frac{1614}{12 \times 2,59} \times \frac{215/233000}{6661/840000} \times \frac{6/215}{4310/6661}$$

$$R = 2,48 \cdot 10^{-3} \times 51,93 \times 0,00501$$

$$R = 6,5 \cdot 10^{-4}$$

Nous aurons donc moins de 0,25 événement $K\pi\pi\gamma$ dans les événements $K3\pi$. Cette contamination apparaîtra dans les premiers intervalles de temps.

- Canal $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$

$$\text{Le rapport } R_1 = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)} = 2 \cdot \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)} \cdot \frac{1,17 \cdot 10^{-2}}{12\tau_S/\tau_L} = 3,02$$

est conséquent mais le déclenchement retenu défavorise les paires de Dalitz pour deux raisons :

- l'angle d'ouverture $e^+ e^-$ est faible (valeur moyenne autour de 50 mrad) et la condition $DHI = 2$ n'est pas satisfaite ;
- le compteur Cerenkov, qui est en anticoincidence, élimine tous les électrons qui traversent une seule cellule de ce compteur.

D'autre part, le programme de reconstruction géométrique n'est pas efficace pour les tout petits angles d'ouverture θ^{+-} .

Pour contrôler numériquement ces données, un lot de paires de Dalitz a été simulé.

Après la reconstruction géométrique le rapport

$$R = \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 (\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma))}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)} = 5,5 \%$$

les coupures $\chi^2 > 4$ et $\theta^{+-} > 100$ mrad diminuent par 10 ce rapport. La masse invariante e^+e^- est faible (valeur moyenne 9 MeV/c). La figure IV,10 montre la distribution $M_{e^+e^-}^*$ (masse invariante des deux particules chargées supposées être des électrons) pour les événements $K3\pi$ expérimentaux et Monte Carlo pour lesquels on a supposé que chaque particule chargée était un électron. Bien qu'il n'y ait pas d'évidence expérimentale de paires de Dalitz, une coupure, $M_{e^+e^-}^* > 50$ MeV, diminuant d'un facteur 10 la probabilité d'avoir conservé de tels événements, a été appliquée.

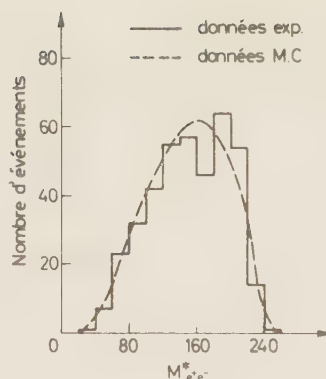


Fig. IV,10 - Distribution de masse invariante $M_{e^+e^-}^*$ pour les événements $K3\pi$ chaque pion chargé étant supposé être un électron.

- Désintégrations leptoniques du K^0

- $K^0 \rightarrow \pi e \nu$: Pour qu'un événement de ce type soit enregistré dans le déclenchement $K3\pi$, il faut que l'on ait eu un photon accidentel et que le compteur Cerenkov [IV-3] placé devant le compteur DG ait été inefficace, soit une probabilité de $5,9 \cdot 10^{-2} \times 1 \cdot 10^{-2} = 5,9 \cdot 10^{-4}$. La contamination par les désintégrations $\pi e \nu$ est complètement négligeable.

- $K^0 \rightarrow \pi \mu \nu$: Nous n'avons pas de détecteur de muons donc, au niveau du déclenchement, on a pu enregistrer jusqu'à 5,9 % des événements (photons accidentels).

Nous avons engendré, avec la chaîne de programme de simulation, des événements $K^0 \rightarrow \pi \mu \nu$. Au niveau du test 1, calculons le rapport de désintégrations $K^0 \rightarrow \pi \mu \nu$ par rapport aux désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

$$R = \frac{0.268}{0.126} \cdot 5,9 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1195/100000}{6661/840000} \cdot \frac{2/1195}{4310/6661} = 0.49 \cdot 10^{-3}$$

photon
acceptance
rejection
accidentel
test 1

La contamination résiduelle par les désintégrations $\pi \mu \nu$ sera négligeable.

C - FOND "PROMPT"

Nous avons vu que la coupure $\chi^2 > 4$ élimine l'essentiel de ce fond prompt. Les un ou deux événements qui restent sont éliminés par les coupures cinématiques introduites. Nous avons vérifié ceci avec les "événements ++" pour lesquels nous savons isoler des "prompts". Le test 1 les élimine complètement.

D - FOND INDUIT PAR LES π^+

Nous avons vu que la contamination de notre signal K^+ en π^+ était de 30 %. L'essentiel des réactions $\pi^+ p$ qui déclenchent notre appareillage correspond à des

processus "prompts", toutefois, les réactions $\pi^+p \rightarrow pK^0+n\pi$ peuvent simuler un événement qui n'est pas prompt.

Nous n'examinerons que la réaction suivante :

(1) $\pi^+p \rightarrow pK^+K^0$ (les autres, ne conservant pas l'impulsion dans l'analyse cinématique, seront rejetés plus facilement)

Calculons l'importance du taux de contamination R dû à la réaction 1

$$R = 0,30 \underbrace{\frac{0,05}{3,5}}_{\text{rapport des sections efficaces}} \cdot \underbrace{A}_{\text{rapport des acceptances}} \cdot \underbrace{R^1}_{\text{rejection du test 1}} = 4 \cdot 10^{-3} A R^1$$

A est certainement inférieur à 1 : en effet, le p et le K^+ doivent être émis à grand angle pour déclencher le dispositif expérimental.

R^1 la confusion de la réaction (1) avec la réaction $K^+p \rightarrow p\pi^+K^0$ correspond, du point de vue de la conservation de l'énergie, à une erreur de 170 MeV (pour $p_{\pi^+} = 2,35$ GeV/c et pour $p_{K^+} = 0,8$ GeV/c), ce qui va impliquer $R^1 \ll 1$.

Et donc les réactions $\pi^+p \rightarrow pK^+K^0$ vont induire un fond dans nos événements complètement négligeable .

Nous avons maintenant un lot de 394 événements $K3\pi$ dans lequel il y a moins de 0.6 événement de fond. Avant d'exploiter ces événements, il est nécessaire de justifier que l'on n'y a pas introduit de biais ou, que l'on est capable de reproduire correctement, dans la simulation des événements, les coupures définies pour calculer l'acceptance de l'appareillage.

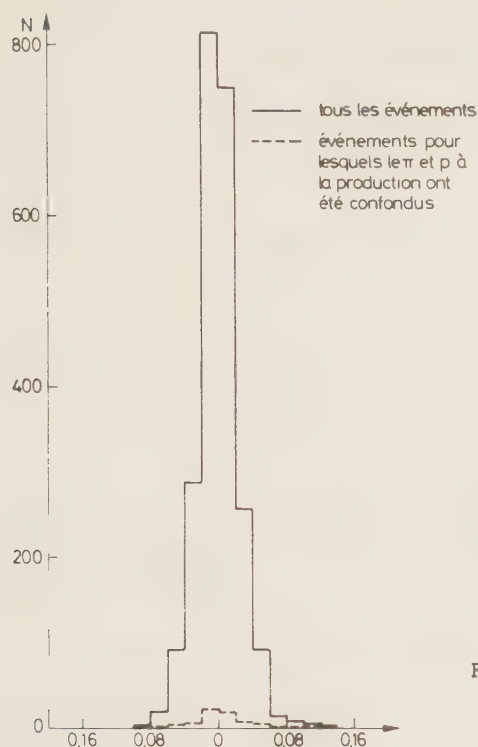
Cinq points vont être discutés :

- erreur dans le choix de la solution de production,
- reproduction des coupures dans la simulation,
- problèmes spécifiques à la simulation des $K3\pi$,
- comparaison des événements expérimentaux et des événements simulés,
- calcul du taux de désintégration $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$.

5 - SIMULATION PAR LA METHODE DE MONTE CARLO ET TEST DE CONSISTANCE DES EVENEMENTS

A - ERREUR DANS LE CHOIX DE LA SOLUTION A LA PRODUCTION

Dans la réaction $K^+p \rightarrow K^0\pi p$, à priori nous ne connaissons pas laquelle des deux particules est le π ou le proton, le choix s'effectue sur le meilleur ajustement cinématique possible pour les deux solutions.



Dans le lot d'événements simulés, nous partons de la connaissance à priori du π et du proton et nous trouvons que dans 2,5 % des cas la mauvaise identification du π et du proton est retenue. L'ajustement cinématique ne distingue pas les événements pour lesquels l'impulsion du π est compatible avec celle du proton aux erreurs de mesure près.

La figure IV,11 montre la distribution de l'erreur relative sur P_{K^0} pour tous les événements et ceux pour lesquels on a confondu le π et le proton à la production.

Fig. IV,11 - Distribution de l'erreur relative sur la mesure de l'impulsion du K^0 pour les événements simulés.

B - REPRODUCTION DES COUPURES EN MONTE CARLO

La question essentielle est de savoir si les coupures introduites n'ont pas un poids différent suivant le temps propre du K^0 ou si l'on reproduit correctement ce poids en Monte Carlo.

Le procédé le plus simple est de vérifier sur le lot d'événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ si les coupures introduisent un biais dans le calcul de la durée de vie du K^0 et si l'on sait reproduire correctement dans la simulation ces critères de sélection pour les événements $K2\pi$

- les coupures $\chi^2 > 4$, $\Delta\ell > 4$, la convergence de l'ajustement cinématique, le choix du seuil de χ^2 et les coupures géométriques sont identiques à celles utilisées pour l'analyse des événements $K2\pi$ et la valeur trouvée pour la durée de vie

du K^0 justifie la bonne reproduction de ces coupures dans la simulation.

- Les deux critères de sélection $\theta^{+-} > 100$ mrad et $M_{ee} > 50$ MeV ne dépendent pas de la mesure de la direction du K^0 et ne posent pas de problème pour être reproduits (paragraphe IV,3,B,a) dans la simulation.

- Par contre, les conditions $0 < \text{Promas} < 1000$ MeV (1)
et $90 < \text{Masneu} < 180$ MeV (2) entraînent des pertes d'événements différentes suivant la valeur du temps propre.

Sur un lot d'événements $K2\pi$, nous avons calculé la fraction d'événements qui ne satisfait pas la condition (1). Le tableau ci-dessous donne le résultat en fonction du temps propre pour les événements simulés et pour les données expérimentales. Il montre la parfaite reproduction de la condition (1) dans la simulation.

Temps propre du K^0 en unité de τ_S	1	2	3	4	5
données expérimentales	$23 \pm 2 \%$	$8,3 \pm 1,5 \%$	$2 \pm 1 \%$	$4 \pm 2 \%$	0
simulation	$22 \pm 2 \%$	$7,5 \pm 1,5 \%$	$2 \pm 1 \%$	$3 \pm 2 \%$	0

La condition 2 n'existe pas en $K2\pi$, mais on peut définir un test équivalent 2' : soit E^{PRO} l'énergie du K^0 calculée dans l'ajustement cinématique $Ke32$ et E^{DEC} l'énergie du K^0 calculée avec les produits de désintégration $\pi^+\pi^-$. $\Delta E = E^{\text{PRO}} - E^{\text{DEC}}$ sera une quantité de valeur moyenne nulle. La condition 2' sera $|\Delta E| < n$ MeV.

Nous avons appliqué les coupures (1) et (2') (avec différentes valeurs de n) aux événements $K2\pi$ et calculé la vie moyenne du K_S^0 . Le résultat (tableau ci-dessous) ne dépend pas de ces conditions introduites (à un écart standard près) donc les conditions 1 et 2 sont bien reproduites dans la simulation.

Conditions	(1)	(1) + $ \Delta E < 300$ MeV	(1) + $ \Delta E < 200$ MeV
Valeur calculée pour la durée de vie du K^0 relative à la valeur obtenue sans les conditions (1) et (2').	$\tau = 1,03 \pm 0.035$	$\tau = 1,02 \pm 0.035$	$\tau = 1,04 \pm 0.035$

En conclusion, nous dirons que l'acceptance en fonction du temps propre qui est calculée à partir de la simulation des événements est correcte et que notre lot d'événements peut lui être directement comparé.

a) Efficacité des compteurs DG

Les compteurs DG n'ont pas une efficacité de 100 % pour la détection des événements $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Il est donc nécessaire d'introduire dans la simulation une

efficacité de détection en fonction de l'énergie du photon. Nous remarquerons préalablement que le spectre d'énergie des photons ne dépend pas du temps propre du K^0 (fig. IV,12). Pour le calcul de l'acceptance en fonction du temps propre, une connaissance grossière de l'efficacité des compteurs DG est suffisante. Par contre, l'acceptance en fonction de l'énergie du π^0 (dans le système du centre de masse du K^0) étant en corrélation avec l'énergie du photon détecté, une bonne connaissance de l'efficacité des compteurs DG en fonction de l'énergie des γ est requise.

A cet effet, un programme de simulation des cascades électromagnétiques a été développé. Il reprend les sections efficaces utilisées par Crawford et Messel [IV,1] pour la production de paires, la diffusion Compton, l'effet photoélectrique, le rayonnement de freinage, la diffusion inélastique, la diffusion coulombienne, l'annihilation des positrons et les pertes d'énergies par ionisation. Ce programme permet de calculer la perte d'énergie des électrons dans les éléments de scintillateur des compteurs DG. Les calculs ont été effectués pour des positrons et des photons de différentes énergies. Pour vérifier ce calcul, l'efficacité des compteurs DG pour la détection des positrons a été mesurée dans un faisceau monochromatique du synchrotron à électrons de l'université de Bonn. Les compteurs DG étaient réglés en hauteur d'impulsion pour détecter une perte d'énergie de 2 MeV.

La figure IV,13 montre l'efficacité calculée et mesurée en fonction de l'énergie du positron. Au-dessus de 100 MeV les résultats sont correctement reproduits. Comme dans les événements K3 π , 3 % seulement des photons détectés ont une énergie inférieure à 100 MeV, nous utiliserons les résultats de la simulation pour calculer l'efficacité des compteurs DG. La figure IV,14 donne l'efficacité pour les photons dont la direction est perpendiculaire au plan du compteur.

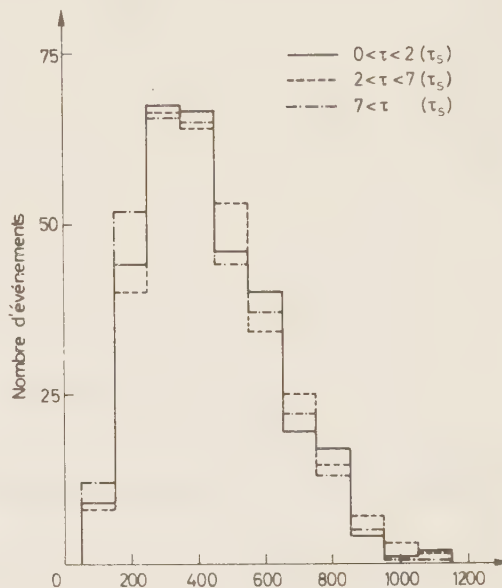


Fig. IV,12 - Impulsion du photon détecté dans le déclenchement K3 π pour différentes valeurs du temps propre du système K^0 .

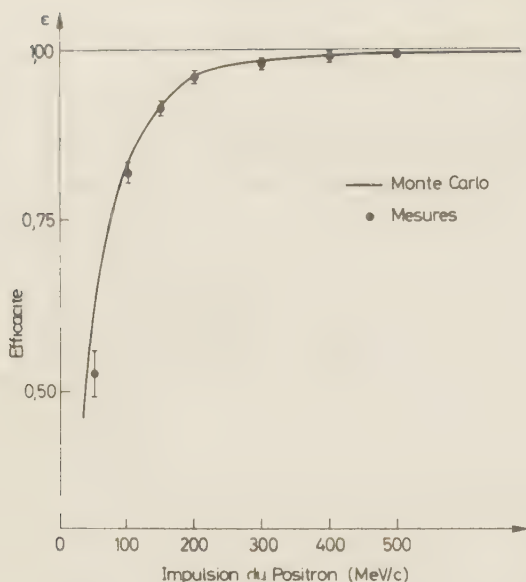


Fig. IV,13 - Efficacité des compteurs DG pour des positrons.

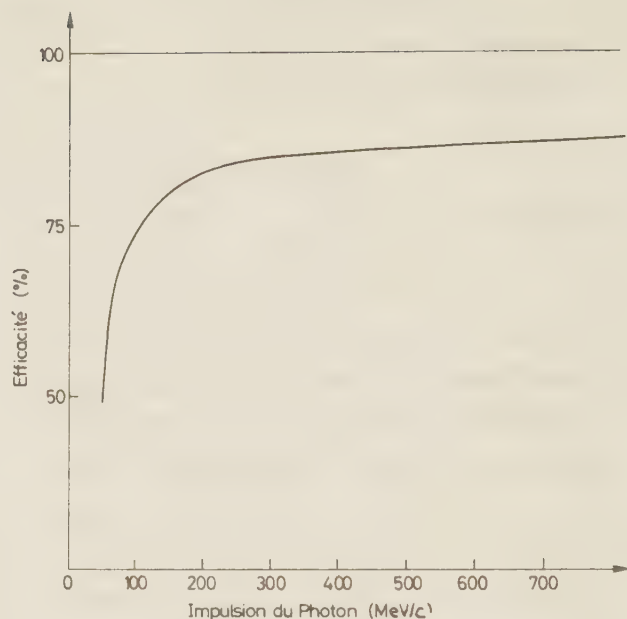


Fig. IV,14 - Efficacité des compteurs DG pour des photons.

b) La désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ n'est pas uniforme dans le Dalitz plot.

La matrice représentant la transition est en première approximation une fonction linéaire de l'énergie cinétique T^0 du π^0 (dans le centre de masse du K^0).

Si l'on veut connaître l'acceptance de l'appareillage en fonction du temps propre du K^0 , on devra choisir une valeur pour le coefficient de la fonction linéaire de l'énergie cinétique, nous avons retenu la valeur mesurée dans cette expérience (voir chap. V).

D - COMPARAISON DES EVENEMENTS EXPERIMENTAUX ET DES EVENEMENTS SIMULES

Nous donnerons les distributions de quelques quantités qui nous ont paru les plus significatives :

- impulsion du K^0	fig. IV,15
- impulsion du π^+	fig. IV,16
- impulsion du π^-	fig. IV,17
- impulsion du π^0	fig. IV,18
- impulsion du P de recul	fig. IV,19
- impulsion du π de recul	fig. IV,20
- angle θ^{+-} entre le π^+ et le π^-	fig. IV,21
- la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$	fig. IV,22
- le diagramme de Dalitz	fig. IV,23

Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prévisions de la simulation.

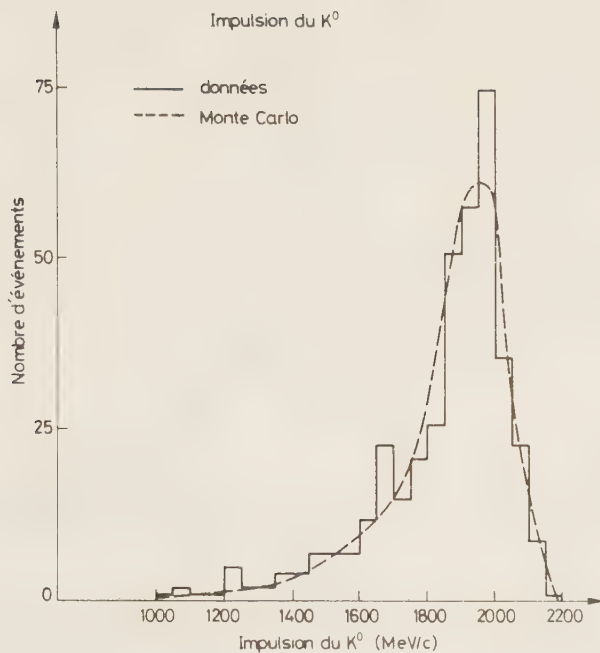


Fig. IV,15 - Comparaison des événements expérimentaux et simulés : impulsion du K^0 .

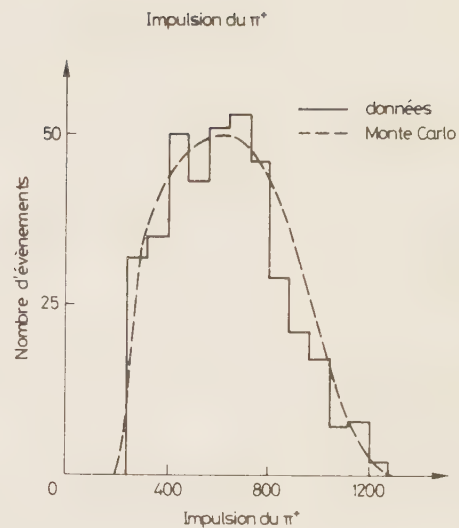


Fig. IV, 16 - Comparaison des événements expérimentaux et simulés : impulsion du π^+ .

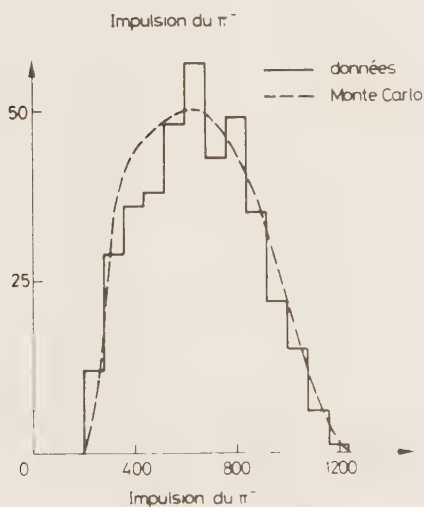


Fig. IV,17 - Comparaison des événements expérimentaux et simulés : impulsion du π^- .

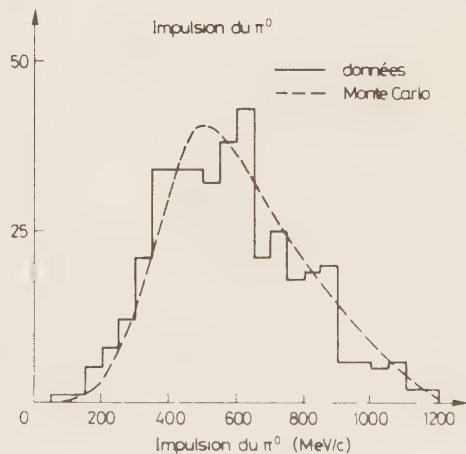


Fig. IV,18 - Comparaison des événements expérimentaux et simulés : impulsion du π^0 .

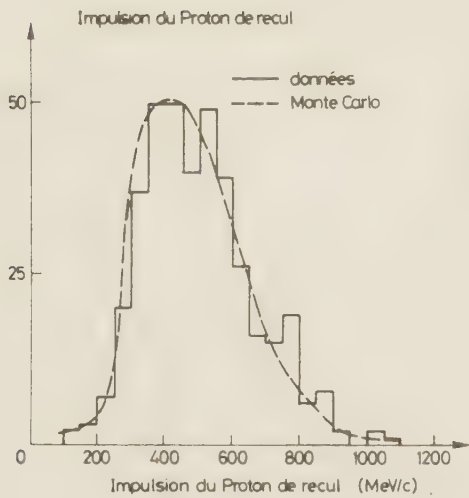


Fig. IV,19 - Comparaison des événements expérimentaux et simulés : impulsion du proton de recul.

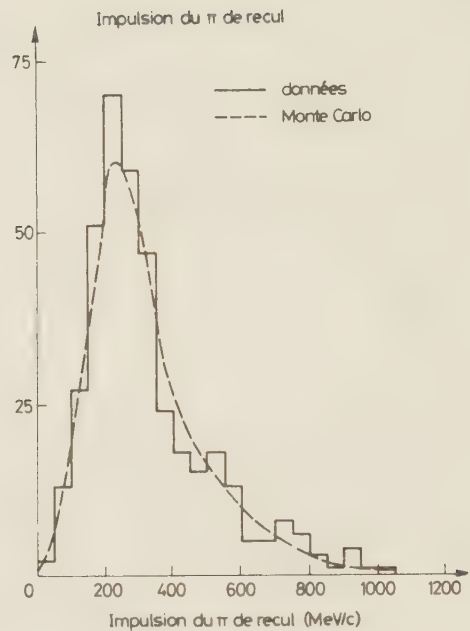


Fig. IV,20 - Comparaison des événements expérimentaux et simulés : impulsion du π de recul.

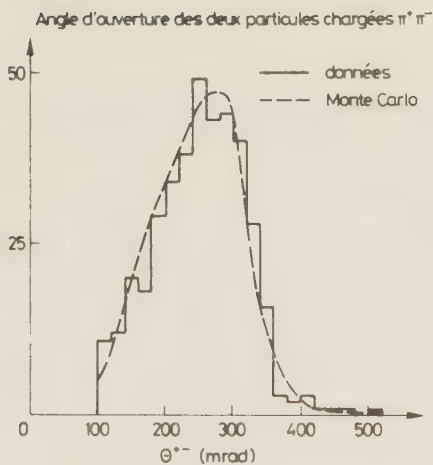


Fig. IV,21 - Comparaison événements expérimentaux et simulés : angle d'ouverture des deux particules chargées $\pi^+\pi^-$.

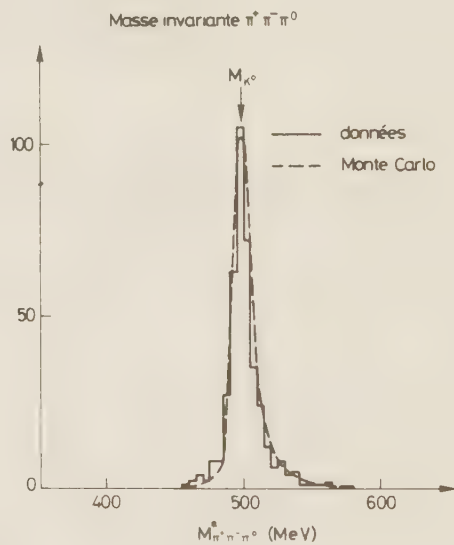


Fig. IV,22 - Comparaison événements expérimentaux et simulés : masse invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$.

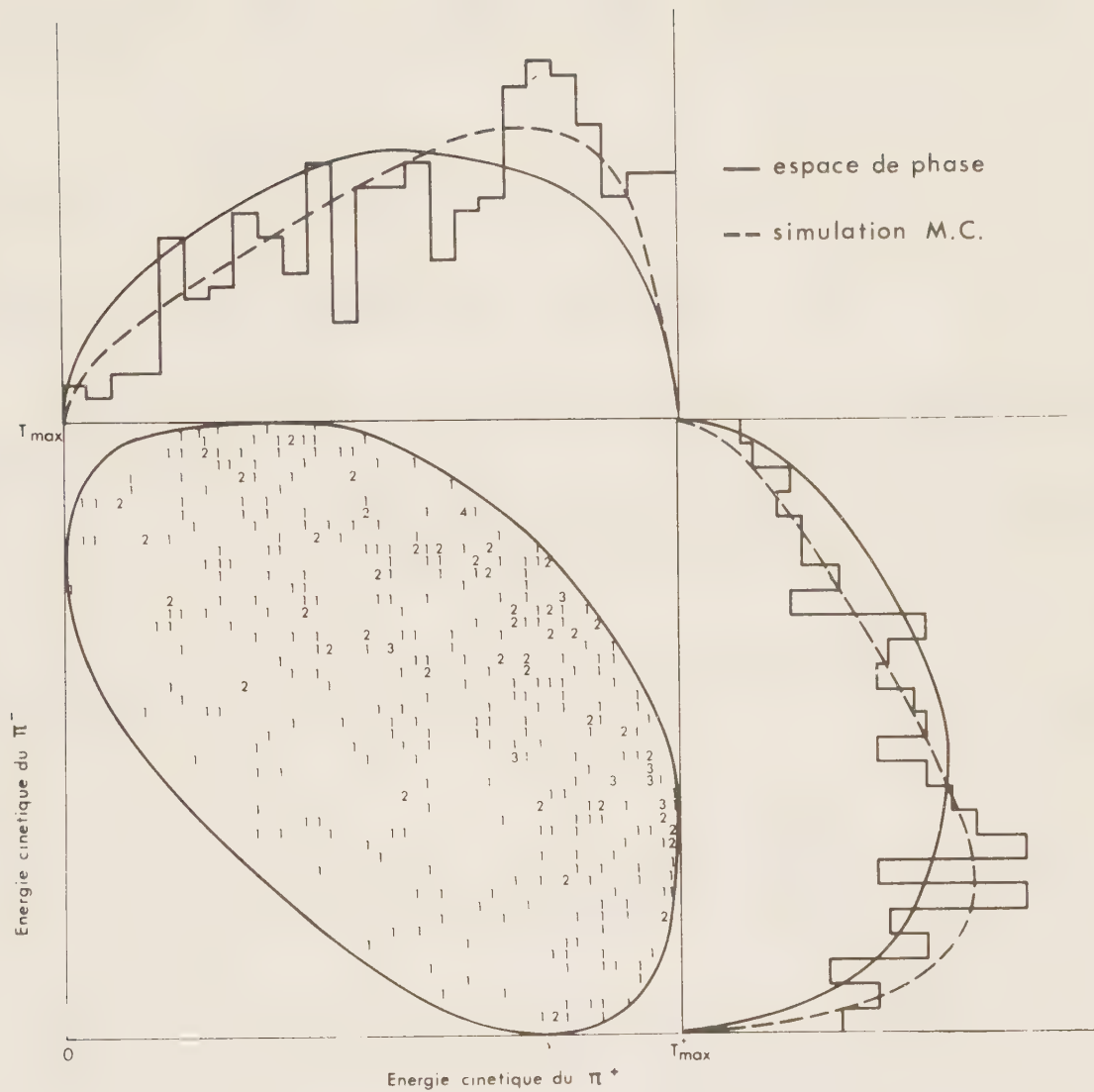


Fig. IV,23 - Comparaison événements expérimentaux et simulés: diagramme de Dalitz.

E - CALCUL DU TAUX DE DESINTEGRATION $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$

Si l'on suppose que toutes les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ proviennent du K_L^0 (hypothèse compatible avec les résultats obtenus, voir chap. V), on peut calculer le taux de désintégration ($K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$) à partir du taux de désintégration $\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ et des nombres d'événements $K2\pi$ et $K3\pi$ observés dans l'expérience.

$$\frac{\text{Nombre d'événements } K2\pi}{\text{Nombre d'événements } K3\pi} = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma_S}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)/\Gamma_L} \cdot \frac{1}{12\tau_S/\tau_L} \cdot \frac{\text{Acceptance } K2\pi}{\text{Acceptance } K3\pi}$$

observation des
événements sur
une durée totale
de $12 \tau_S$.

$$381.44 = \frac{0.797 \cdot 10^{10}}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \cdot \frac{1}{12} \cdot \frac{0,00659}{0,00440}$$

soit $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (2,59 \pm 0.20) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$

La valeur trouvée est compatible avec la valeur mondiale actuelle

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (2,44 \pm 0,06) \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$$

On remarquera que l'on n'a pas cherché à retrouver la valeur de Γ directement à partir du nombre de K^+ incident, ce qui était matériellement impossible pour deux raisons :

- le nombre de K^+ incident n'était connu qu'avec une grande imprécision (30 %) ;
- les pertes d'événements dues à une intensité élevée du faisceau incident sont difficiles à calculer correctement.

F - CONCLUSION

Le lot d'événements retenu n'aura donc pas de biais dont on ne peut tenir compte et après avoir vérifié que :

- la matière traversée par le K^0 n'entraîne pas d'effet important de régénération,
 - l'appareillage est symétrique par rapport au faisceau incident,
- nous allons estimer les paramètres physiques.

a) Effet de régénération

Le K^0 produit traverse l'hydrogène de la cible et, éventuellement, la paroi qui entoure la cible. La régénération cohérente se traduira par une transformation des états K_1^0 K_2^0 :

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &\rightarrow |K_1^0\rangle + r |K_2^0\rangle \\ |K_2^0\rangle &\rightarrow |K_2^0\rangle - r |K_1^0\rangle \end{aligned}$$

et le taux de désintégration $K^0 \rightarrow 3\pi$ s'écrit :

$$N(t) \propto |1-r|^2 |\eta+0|^2 e^{-\gamma_S t} + |1+r|^2 e^{-\gamma_L t} + 2|1-r|^2 e^{-\frac{\gamma_S+\gamma_L}{2}t} \left[\cos \Delta m t \operatorname{Re} \eta + 0 - \sin \Delta m t \operatorname{Im} \eta + 0 \right]$$

$|r|$ est petit (au maximum de $5 \cdot 10^{-3}$ pour la quantité de matière traversée). On pourra négliger r devant 1 et, ainsi, ne pas tenir compte de la régénération.

b) Symétrie de l'appareillage

Pour que la détection des particules chargées $\pi^+\pi^-$ ne dépende pas de la charge de la particule, nous avons, outre un dispositif symétrique, renversé le sens du champ magnétique de l'aimant toutes les 24 heures. L'asymétrie géométrique pour la détection des $\pi^+\pi^-$ sera le produit des deux asymétries, soit au plus :

$$(5 \cdot 10^{-2})^2 = 2.5 \cdot 10^{-3}$$

CHAPITRE V

DETERMINATION DES PARAMETRES PHYSIQUES

ET COMPARAISON AVEC LES RESULTATS ANTERIEURS

CHAPITRE V

DETERMINATION DES PARAMETRES PHYSIQUES

ET COMPARAISON AVEC LES RESULTATS ANTERIEURS

1 - DETERMINATION DES PARAMETRES PHYSIQUES

A - PRINCIPE DE L'ESTIMATION DES PARAMETRES PHYSIQUES

a) Méthode du maximum de vraisemblance

Soit $f(t,x)$ la distribution théorique des événements

t est un paramètre mesuré

x est un paramètre à calculer

La probabilité de détecter un événement est proportionnelle à

$$\mathcal{P} = \frac{f(t,x) \varepsilon(t,x)}{\int f(t,x) \varepsilon(t,x) dt}$$

où $\varepsilon(t,x)$ est l'acceptance du dispositif expérimental.

La meilleure estimation de x sera celle qui rend maximum l'expression

$$F(x) = \sum_{i=1}^n \log \mathcal{P} = \sum_{i=1}^n \log f(t_i, x) \varepsilon(t_i, x) - n \log \int f(t, x) \varepsilon(t, x) dt$$

n : nombre d'événements

Deux cas simples sont à envisager :

. $\varepsilon(t,x)$ est une constante

$$\text{alors } F(x) = \sum_{i=1}^n \log f(t_i, x) - n \log \int f(t, x) dt + C^{te}$$

. $\varepsilon(t,x) = E(t)$

$$F(x) = \sum_{i=1}^n \log f(t_i, x) - n \log \int f(t, x) E(t) dt + \text{fonction}(t_i)$$

indépendante de x

On pourra donc chercher le maximum de $F'(x)$

$$F'(x) = \sum_{i=1}^n \log f(t_i, x) - n \log \int f(t, x) E(t) dt$$

b) Méthode du minimum de χ^2

Soit $f(t, x)$ la distribution théorique des événements, les événements expérimentaux seront répartis en n intervalles de temps. La meilleure estimation de x sera celle qui rend minimum l'expression

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{\left[N_i^{\text{exp}} - \int_{t_i} f(t, x) \varepsilon(t) dt \right]^2}{N_i^{\text{exp}}}$$

La valeur de $\chi^2_{\min}$ suit une loi à $(n-k-1)$ degrés de liberté (k dimension de x).

Les deux méthodes décrites sont asymptotiquement équivalentes et on pourra utiliser indifféremment l'une ou l'autre des deux méthodes. Toutefois, si le nombre total d'événements est petit, la deuxième méthode peut donner un résultat qui dépend des intervalles choisis.

c) Cas particulier de l'étude des distributions $N_k^l(t) - N_k^m(t)$

Soit n intervalles de t , dans chaque intervalle k considéré comme une expérience, on connaît $N_k^l - N_k^m$. N_k^l et N_k^m ont des distributions asymptotiquement gaussiennes donc $N_k^l - N_k^m$ aura aussi une distribution asymptotiquement gaussienne.

Soit $g_k(x)$ la loi de probabilité pour la distribution $N_k^l - N_k^m$. La meilleure estimation de x sera celle qui rend minimum l'expression :

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^n \frac{\left[(N_k^l - N_k^m) - g_k(x) \varepsilon_k \right]^2}{N_k^l - N_k^m}, \quad \varepsilon_k \text{ est l'acceptance}$$

Cette méthode est correcte, mais elle a l'inconvénient de faire intervenir l'acceptance ε_k (on suppose que l'acceptance est identique pour N_k^l et N_k^m).

Si nous considérons l'expression $\frac{N_k^l - N_k^m}{N_k^l + N_k^m}$, l'acceptance disparaît mais

la distribution n'est plus gaussienne et, théoriquement, la méthode du minimum du χ^2 n'est plus applicable. Toutefois, l'expérience montre que les résultats obtenus à partir des deux solutions possibles sont identiques si $N_k^l \approx N_k^m$.

B - DETERMINATION DES PARAMETRES DE L'ELEMENT DE MATRICE

Nous avons vu au chapitre I (relations I,30b et I,32b) que l'élément de matrice caractéristique de la transition $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ($I = 1$) peut s'écrire

$$M^2 \propto 1 + 2a \frac{M_{K^0}}{m_\pi^2} (2T^0 - T^{\text{max}}) + b \left[\frac{M_{K^0}}{m_\pi^2} (2T^0 - T^{\text{max}}) \right]^2 + \dots$$

(le terme du second ordre en $T^+ T^-$ (relation I,30b) est une fonction de T^0 quand on

intègre sur les valeurs de T^+ et de T^- pour T^0 fixé).

- M_{K^0} masse du K^0
- m_π masse du π^+ (π^-)
- T^0 énergie cinétique du π^0 dans le centre de masse du K^0
- T^{0max} valeur maximum de l'énergie cinétique du π^0

Pour déterminer a et b, nous avons utilisé la méthode du maximum de vraisemblance (avec une acceptance qui est fonction de T^0 uniquement).

La figure V,1 donne la forme de la courbe obtenue en coupant la surface de vraisemblance à 0,5 et à 2 du maximum.

La table V,1 donne les résultats obtenus pour différentes hypothèses et la figure V,2 montre la dépendance de la probabilité de transition M^2 en fonction de T^0 .

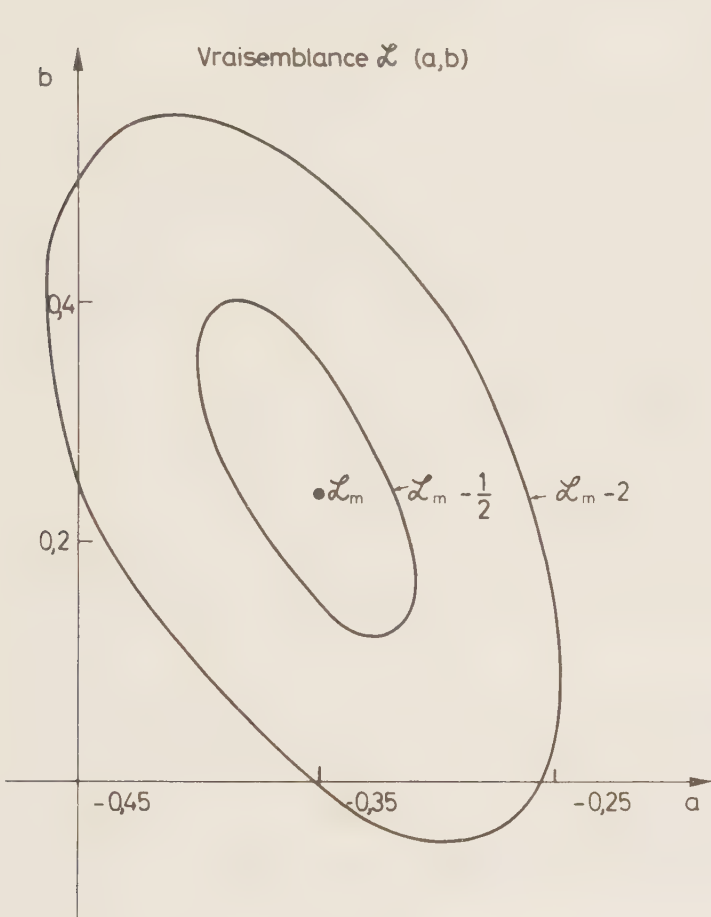


Fig. V,1 - Courbes d'égales vraisemblance L(a,b).

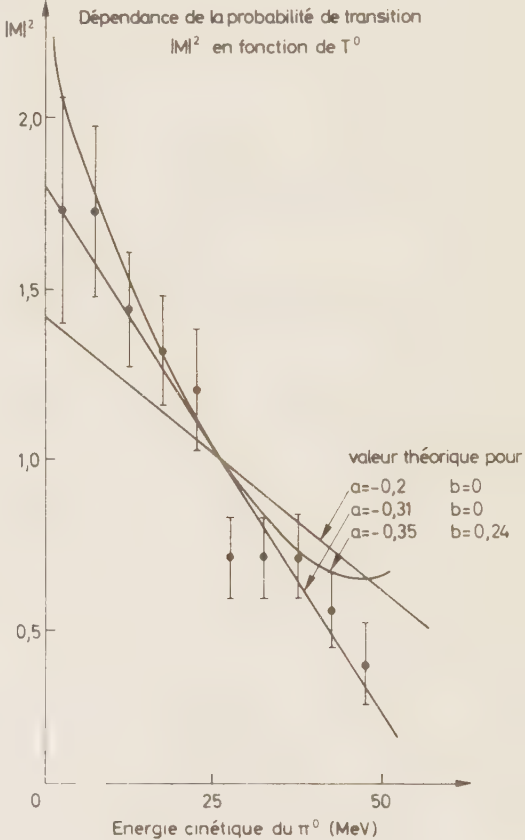


Fig. V,2 - Dépendance de la probabilité de transition $|M|^2$ en fonction de l'énergie cinétique du π^0 .

TABLE V,1

hypothèse	a	b
a et b sont indépendants	-0.35 ± 0.04 -0.05	0.24 ± 0.16 -0.12
b = 0	-0.31 ± 0.03	

Etant donné le petit nombre d'événements dont nous disposons, il n'a pas été étudié la dépendance du taux de transition M^2 en fonction de termes d'ordre plus élevés. Nous exprimerons aussi nos résultats avec l'hypothèse de la matrice M développée sous la forme :

$$M \propto 1 + a \frac{M_{K^0}}{m_\pi^2} (2T^0 - T^{0\max}) + b' \left[\frac{M_{K^0}}{m_\pi^2} (2T^0 - T^{0\max}) \right]^2 + \dots$$

hypothèse	a	b'
a et b' sont indépendants	-0.35 ± 0.04 -0.05	0.06 ± 0.08 -0.06
b' = 0	-0.32 ± 0.03	

Il n'y a donc pas évidence d'une grosse dépendance d'un terme du second ordre.

Les erreurs calculées ne tiennent compte que de l'erreur statistique. Nous avons cherché quelles pouvaient être les sources d'erreurs systématiques.

- L'efficacité du détecteur de photons a été calculée avec un programme de simulation des cascades électromagnétiques, une coupure à 2 MeV sur la perte d'énergie des particules chargées dans le scintillateur fixe le seuil pour l'efficacité.

On a fait varier cette coupure entre 1 et 3 MeV, examiné si les résultats dépendent de ce seuil, et ainsi déterminé l'erreur systématique maximum due à l'efficacité du détecteur de photons

$$\sigma_a^{\text{systématique}} = 0.002$$

- Les erreurs systématiques dues aux imprécisions sur les masses des particules sont complètement négligeables.

C - DETERMINATION DES PARAMETRES DE LA VIOLATION DE CP DANS L'AMPLITUDE

$$\underline{K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}$$

Le taux de désintégration $N(t)$ en fonction du temps propre t s'écrit (relation I,18) :

$$N(t) \propto |\eta_{+-0}|^2 e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} + 2 (\text{Re}\eta_{+-0} \cos\Delta m t - \text{Im}\eta_{+-0} \sin\Delta m t) e^{-\frac{\gamma_S + \gamma_L}{2} t}$$

$\text{Re}\eta_{+-0}$ et $\text{Im}\eta_{+-0}$ ont été déterminés par la méthode du maximum de vraisemblance avec les valeurs numériques suivantes pour Δm , τ_S , τ_L

$$\Delta m = m_L - m_S = 0,469 \frac{1}{\tau_S}$$

$$\tau_S = 0.862 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$$

$$\tau_L = 5.38 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

L'acceptance $\epsilon(t)$ utilisée correspond à une matrice de transition $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ de la forme $|M|^2 \propto 1 - 0.62 \frac{M_{K^0}^2}{m_\pi^2} (2T^0 - T^{0\max})$.

Les résultats sont donnés dans la table V,2 :

TABLE V,2

Hypothèse	$\text{Re}\eta_{+-0}$	$\text{Im}\eta_{+-0}$
$\text{Re}\eta_{+-0}$ et $\text{Im}\eta_{+-0}$	+ 0.17	+ 0.27
indépendants	0.13	0.17
	- 0.20	- 0.26
$\text{Re}\eta_{+-0} = 0$ c'est-à-dire $\langle K^0 H \pi^+\pi^-\pi^0 (I=3) \rangle = 0$	0	0.05 ± 0.20

Ils correspondent à 384 événements dont le temps propre t du K^0 est compris entre 0.5 et $11 \tau_S$. La figure V,3 montre la distribution de ces événements en fonction de t , la figure V,4 donne cette même distribution normalisée avec l'acceptance $\epsilon(t)$.

Les courbes d'égale vraisemblance à $-\frac{1}{2}$ et à 2 du maximum sont tracées sur la figure V,5.

Les erreurs données ci-dessus correspondent aux erreurs statistiques, des erreurs systématiques peuvent provenir de :

- la forme de l'élément de matrice $M = \langle K^0 | H | 3\pi \rangle$ utilisée pour calculer l'acceptance. Si l'on tient compte de l'imprécision expérimentale obtenue sur la détermination de M , on obtient une erreur :

$$\begin{aligned} \sigma \text{Re}\eta_{+-0} &= 0.02 \\ \sigma \text{Im}\eta_{+-0} &= 0.02 \end{aligned}$$

- la connaissance de l'efficacité du détecteur de photons. En fait, comme nous l'avons déjà vu, l'acceptance $\epsilon(t)$ n'est pas fortement corrélée au spectre des photons détectés et quel que soit le seuil choisi pour calculer l'efficacité de DG le résultat est stable.

- l'imprécision sur la connaissance des paramètres Δm , τ_S et τ_L . Là aussi, il n'y a pas d'effet sur le résultat si l'on fait varier Δm , τ_S et τ_L dans la limite de leurs erreurs expérimentales.

- d'un fond résiduel. Nous avons estimé pour chaque contribution une valeur maximum, la somme des différents fonds donne un maximum de 0.6 événement. En supposant, situation la plus défavorable, que ce fond se trouve dans le premier intervalle de temps, c'est-à-dire avec un temps propre inférieur à $1 \tau_S$ l'erreur introduite est

$$\begin{aligned} \sigma \text{Re}\eta_{+-0} &= 0.03 \\ \sigma \text{Im}\eta_{+-0} &= 0.03 \end{aligned}$$

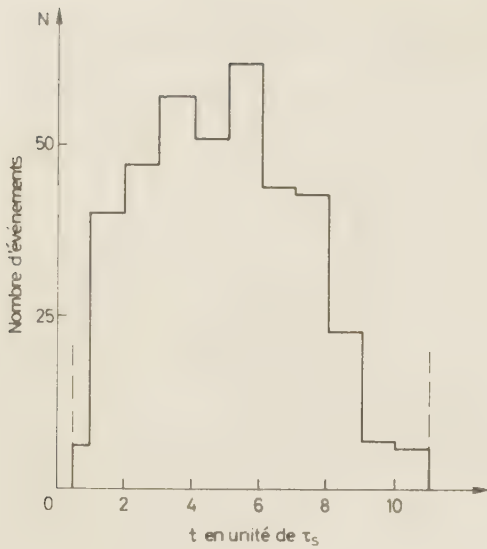


Fig. V,3 - Distribution des événements expérimentaux en fonction du temps propre.

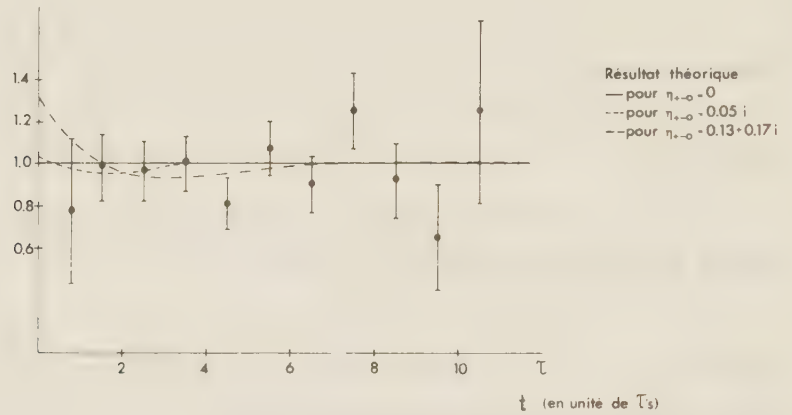


Fig. V,4 - Distribution des événements expérimentaux en fonction du temps propre (normalisée avec l'acceptance).

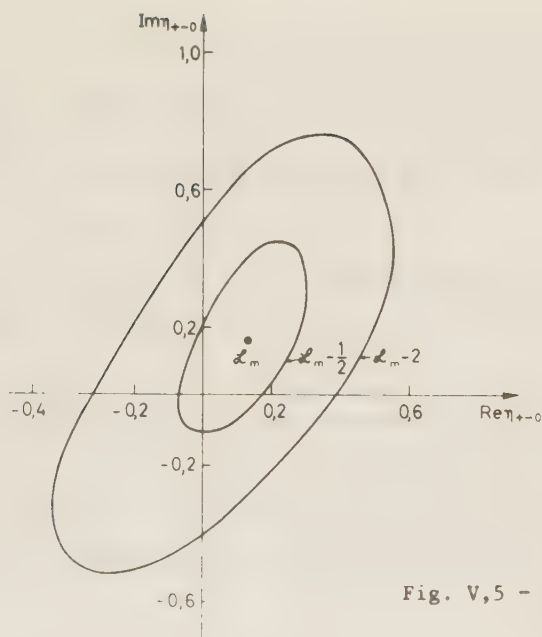


Fig. V,5 - Courbes d'égale vraisemblance L ($\text{Re} \eta_{+-0}$, $\text{Im} \eta_{+-0}$).

Les erreurs s'ajoutant quadratiquement, les résultats donnés ci-dessus ne sont pas changés.

D - DETERMINATION DE L'AMPLITUDE $K_L^0 \rightarrow 3\pi$ QUI NE VIOLE PAS CP

On néglige tous les termes qui sont de l'ordre de grandeur de

$$\eta_{+-} = \frac{\langle K_L^0 | H | \pi^+ \pi^- \rangle}{\langle K_S^0 | H | \pi^+ \pi^- \rangle}$$

On suppose que la violation de CP dans la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ est du même ordre de grandeur que η_{+-} et l'on définit

$$\rho e^{i\phi} = \frac{\langle K_L^0 | H | \pi^+ \pi^- \pi^0 \rangle}{\langle K_S^0 | H | \pi^+ \pi^- \pi^0 \rangle} \quad (\rho \text{ est une quantité essentiellement positive})$$

Comme nous l'avons vu au chapitre I (relation I,36), si l'on définit $N^+(t)$ ($N^-(t)$) comme étant le taux de désintégration du K^0 pour les événements dont l'énergie E_{π^+} est supérieure (inférieure) à l'énergie E_{π^-} , on a

$$\frac{N^+(t) - N^-(t)}{N^+(t) + N^-(t)} = \frac{2\rho \cos (\Delta mt + \phi) e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S + \gamma_L)t}}{\rho^2 e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t}}$$

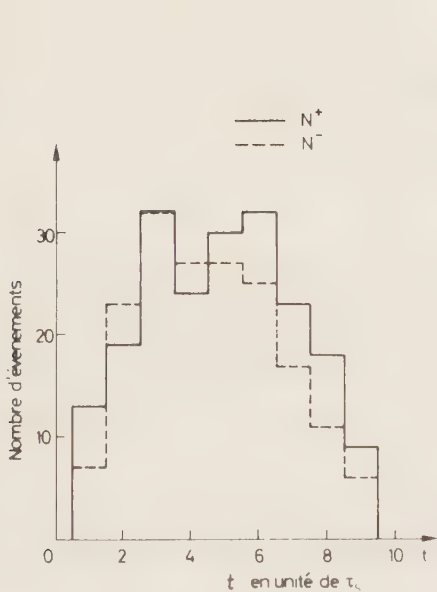


Fig. V,6 - Distribution $N^\pm(t)$.

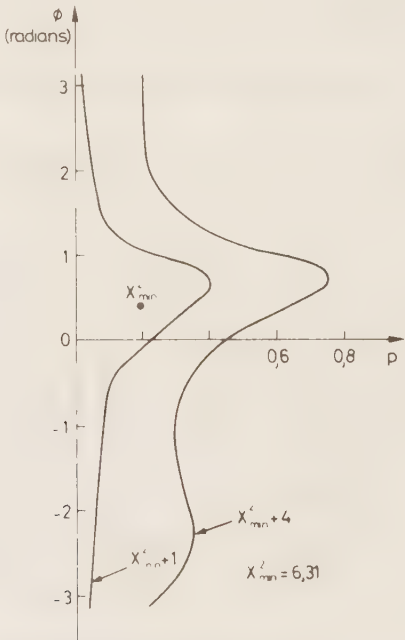


Fig. V,7 - Courbes d'égale $\chi^2(\rho, \phi)$.

La figure V,6 montre la distribution de N^+ et N^- en fonction du temps propre du K^0 . La méthode du minimum de χ^2 a été appliquée pour déterminer ρ et ϕ . On remarquera que si $\chi^2(0, \phi) > \chi^2_{\min} - 1$, il n'est pas possible de donner une erreur

sur ϕ . Ceci n'est pas gênant ϕ étant un paramètre physique difficilement utilisable ; il résulte d'une somme compliquée de déphasage dans l'état final. La fig. V,7 donne

les courbes d'égale χ^2 pour $\chi^2 = \chi^2_{\min} + 1$ et $\chi^2_{\min} + 4$ et montre que

$\rho < 0.4$ à un niveau de

confiance de 68%

$\rho < 0.75$ à un niveau de

confiance de 95%

Le minimum de χ^2 est égal à 6.31 pour 7 degrés de liberté, ce qui correspond à un niveau de confiance de 50 %.

La fig. V,8 montre la distribution expérimentale $\frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}(t)$.

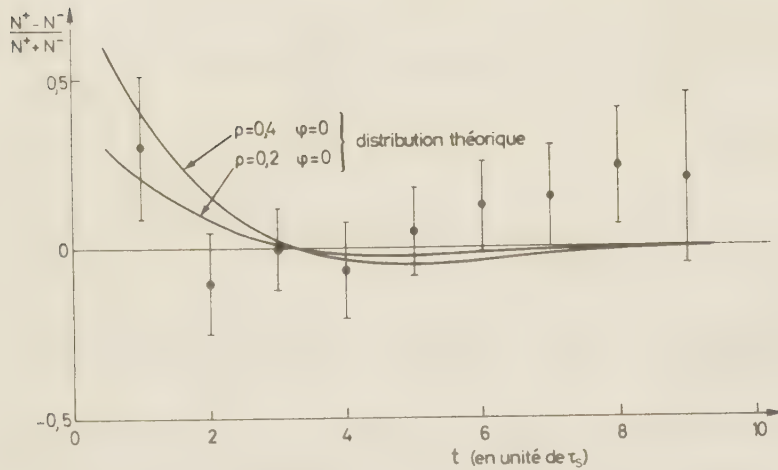


Fig. V,8 - Distribution $\frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}(t)$.

2 - COMPARAISON AVEC DES RESULTATS ANTERIEURS

A - VIOLATION DE CP DANS LES DESINTEGRATIONS $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

a) Violation de CP dans les désintégrations $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Jusqu'en 1970, des différentes contributions relatives à l'étude des désintégrations $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, une seule expérience [V,9] avait obtenu plus de 100 événements. Les autres résultats expérimentaux connus alors étaient à très faible statistique [V,5-V,6-V,7]. Nous ne retiendrons ici que l'expérience [V,7] qui utilise la production d'un faisceau pur de $\bar{K}^0$ et l'expérience [V,9].

Récemment, quatre autres groupes de physiciens ont apporté une contribution à cette étude. Nous commenterons brièvement les différents résultats en essayant de classer ces expériences suivant leur technique.

a) Expériences dans lesquelles un faisceau de K^0 pur a été produit

[V,1-V,2-V,3-V,9 et V,10].

i - l'identification du mode $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ a été effectuée en observant un photon produit par la désintégration du π^0 [V,3-V,9 et V,10].

[V,3] - Le K^0 est produit dans l'interaction d'un π^- de 3 GeV/c avec une cible de carbone $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0$. La production du Λ^0 est signée par la détection d'une particule fortement ionisante (mesure de la perte d'énergie $\frac{dE}{dx}$ dans un compteur).

Dans la désintégration du K^0 les deux particules chargées sont mesurées dans un spectromètre, au moins un photon de désintégration du π^0 est observé grâce à la cascade électromagnétique développée dans les chambres à gerbes. La direction du K^0 ainsi que les vecteurs $\vec{p}_{\pi^+}$, $\vec{p}_{\pi^-}$ sont mesurés. Le calcul de l'impulsion du K^0 est obtenu sans contrainte cinématique avec une précision de 5 %. Dans 12 % des cas, une mauvaise solution pour l'impulsion du K^0 a été trouvée et, dans 4 % des événements, l'erreur introduite est supérieure à 10 %. Le taux de contamination des événements par les autres modes de désintégrations du K^0 est évalué à moins de 1 %.

Nous remarquerons que dans la simulation utilisée pour calculer l'acceptance de l'appareillage,

- . aucune erreur sur les grandeurs mesurées n'a été introduite
- . il n'a pas été tenu compte de l'efficacité des chambres à gerbes pour la détection des photons.

Avec 99 événements dont le temps propre est compris entre 0.5 et 6.5 τ_S , le résultat obtenu est

$$\text{Re}\eta_{+-0} = -0.09 \pm 0.19$$

$$\text{Im}\eta_{+-0} = 0.56 \pm 0.43$$

Une autre solution qui a un niveau de confiance plus élevé a été obtenue ($\text{Re}\eta_{+-0} = -2.94 \pm 0.36$ $\text{Im}\eta_{+-0} = -0.11 \pm 0.55$). Elle a été rejetée parce qu'une telle valeur de $\text{Re}\eta_{+-0}$ n'est pas compatible avec les prévisions théoriques si la règle $\Delta I < 5/2$ est vraie.

$[\bar{V}, 9-V, 10]$ - Les K^0 sont produits par l'échange de charge des K^+ dans une chambre à bulles à liquide lourd $K^+p \rightarrow K^0\pi p$
 $K^+n \rightarrow K^0p(\pi^0)$

Le faisceau de K^+ a une impulsion de 800 ou 900 MeV/c. Un événement $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ est identifié par la présence d'un vertex de désintégration $\pi^+\pi^-$ et par l'identification d'un photon de désintégration du π^0 provenant de ce vertex. Après différentes coupures, un lot de 136 événements $[\bar{V}, 9]$ (88 événements $[\bar{V}, 10]$) est conservé dans lequel un petit nombre d'événements, ambigus quant au mode de désintégration du K^0 , a été affecté d'un poids tenant compte de la probabilité pour chaque hypothèse de désintégration. L'impulsion du K^0 est déterminée dans un ajustement cinématique à une contrainte (4 contraintes si les deux gammas sont mesurés).

En faisant l'hypothèse $\text{Re}\eta_{+-0} = 0$, ils trouvent :

$$\text{Im}\eta_{+-0} = - (0.34 \pm 0.19 \atop - 0.59) [\bar{V}, 9]$$

$$\text{Im}\eta_{+-0} = 0.2 \pm 0.45 \atop - 0.40 [\bar{V}, 10]$$

ii - Aucune identification préalable du mode de désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
 $[\bar{V}, 1] [\bar{V}, 2]$

$[\bar{V}, 1]$ - Dans une chambre à bulles à deutérium, l'interaction d'un faisceau de K^+ de 650 MeV/c ($K^+ d \rightarrow K^0 p p_S$) permet de produire des K^0 purs. La mesure de l'impulsion du K^0 est déterminée dans un ajustement cinématique global $K^+ d \rightarrow K^0 p p_S$ ($K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$) qui a 4 contraintes si le proton spectateur est mesuré (1 contrainte dans le cas contraire). La résolution obtenue sur la mesure de p_{K^0} est de 5 %.

La sélection des événements $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, dans lesquels le π^0 n'est pas détecté, s'effectue suivant des critères cinématiques, et le fond résiduel est inférieur à 1 %. 99 événements donnent :

$$\begin{aligned} \text{Re}\eta_{+-0} &= 0.47 \pm 0.20 \\ \text{Im}\eta_{+-0} &= -0.10 \pm 0.37 \\ &\quad - 0.32 \end{aligned}$$

$[\bar{V}, 2]$ - Le faisceau de K^0 pur est produit dans l'interaction $K^+ p \rightarrow K^0 \pi p$ détectée dans une chambre à bulles à hydrogène. Le faisceau de K^+ a une impulsion de 1,4 ou 1,7 MeV/c. L'impulsion du K^0 est déterminée directement par la cinématique de la production dans un ajustement à 3 contraintes. La résolution obtenue sur p_{K^0} est de 2 %. La sélection du mode $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ s'effectue suivant des critères cinématiques, le fond résiduel est inférieur à 1 %.

Avec 98 événements compris entre 0.04 et 20 τ_S ,

$$\begin{aligned} \text{Re}\eta_{+-0} &= 0.01 \pm 0.22 \\ &\quad - 0.20 \\ \text{Im}\eta_{+-0} &= 0.33 \pm 0.42 \\ &\quad - 0.50 \end{aligned}$$

Dans les deux expériences citées, un effort particulier doit être fait pour éliminer les événements $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ dans lequel un π s'est désintégré en vol, a interagi ou a diffusé. L'étude cinématique globale de la production et de la désintégration, dans laquelle on suppose qu'un des deux π n'a pas été mesuré, permet d'éliminer correctement ces événements.

Dans les expériences $[\bar{V}, 1] [\bar{V}, 3] [\bar{V}, 9]$, la précision sur la détermination de l'impulsion du K^0 est plus faible que dans les autres, l'interaction ayant lieu sur un noyau complexe dans lequel le proton a un mouvement de Fermi inconnu.

Les trois expériences effectuées en chambre à bulles permettent d'atteindre des temps propres du K^0 plus petits.

8) Expériences dans lesquelles un faisceau de $\bar{K}^0$ pur est utilisé $[\bar{V}, 7]$ et $[\bar{V}, 8]$.

La distribution des événements en fonction du temps s'écrit :

$$N(t) \propto |\eta_{+-0}|^2 e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t} - 2(\text{Re}\eta_{+-0} \cos \Delta m t - \text{Im}\eta_{+-0} \sin \Delta m t) e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S + \gamma_L)t}$$

$$\Delta m = m_L - m_S$$

On remarquera que le terme d'interférence change de signe par rapport à l'expression obtenue pour un faisceau de K^0 pur (relation I,18). Les deux expériences ont été réalisées dans une chambre à bulles à H_2 avec un faisceau de K^- de 400 MeV/c :

$$K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

Le π^0 n'est pas détecté. La sélection des candidats s'effectue par l'élimination des événements $K^-p \rightarrow \Lambda^0 n \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ ou $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (ajustement cinématique global à quatre contraintes) et en sélectionnant les événements dans lesquels l'ajustement cinématique à 1 contrainte $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ prévoit une probabilité supérieure à une autre désintégration chargée à trois corps du K^0 . L'analyse des clichés, en déterminant l'ionisation des particules, aide à la sélection. L'impulsion du K^0 est déterminée dans l'ajustement cinématique global à 1 contrainte.

Chaque expérience conduit à un lot de 50 événements $K3\pi$ dont le temps propre du K^0 est compris entre 0,1 et 40 τ_S .

$[\bar{V},7]$	$[\bar{V},8]$
$Re\eta_{+-0} = 0.50 \begin{smallmatrix} + 1,7 \\ - 1,1 \end{smallmatrix}$	$Re\eta_{+-0} = 2.75 \begin{smallmatrix} + 0.65 \\ - 0.60 \end{smallmatrix}$
$Im\eta_{+-0} = -(0.80 \pm 0.80)$	$Im\eta_{+-0} = +(0.50 \begin{smallmatrix} + 0.70 \\ - 0.55 \end{smallmatrix})$

On remarquera que dans $[\bar{V},8]$, $Re\eta_{+-0}$ ne semble pas compatible avec zéro, mais si l'on tient compte de la corrélation entre les valeurs de $Re\eta_{+-0}$ et $Im\eta_{+-0}$, le résultat reste compatible avec zéro.

On remarquera aussi que l'analyse simultanée d'événements K^0 et $\bar{K}^0$ conduit à une plus grande sensibilité des mesures. Webber et al. $[\bar{V},7]$, en associant à leur 50 événements $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, 18 événements $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, obtiennent les résultats suivants :

$$Re\eta_{+-0} = 0.05 \pm 0.30$$

$$Im\eta_{+-0} = -0.15 \pm 0.45$$

Nous résumerons dans le tableau V,3 les différents résultats que la fig. V,9 visualisera.

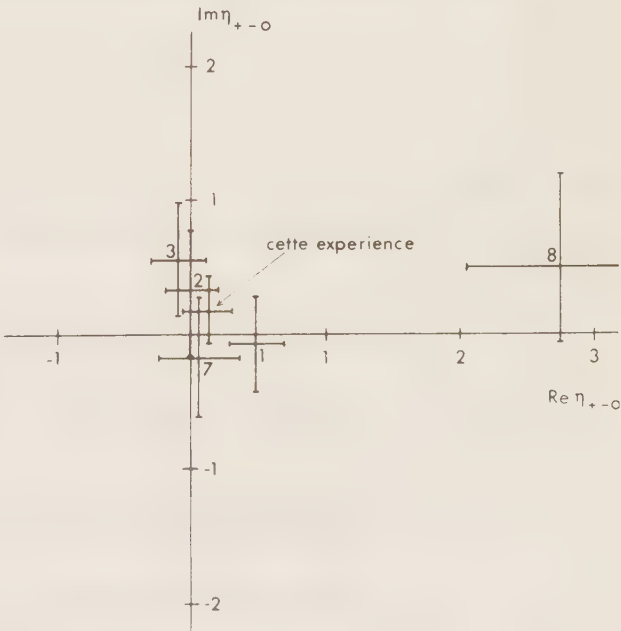


Fig. V,9 - Résultats antérieurs pour η_{+-0} .

TABLEAU V,3

Réf.	Mode de production	Technique	Nb. evts	Détection d'un γ du π^0	α_{pK^0}	$Re\eta_{+-0}$	$Im\eta_{+-0}$
V,3	cible de carbone	Chambres à étincelles compteurs	99	oui	5 %	-0.09 ± 0.19	0.56 ± 0.43
V,9	$K^+p \rightarrow K^0\pi p$ $K^+n \rightarrow K^0p(\pi^0)$	Chambre à bulles à liquide lourd	136	oui	?	choisi nul	$+0.19$ -0.34 -0.59
V,1	$K^0d \rightarrow K^0p p_S$	Chambre à bulles à deuterium	99	non	5 %	0.47 ± 0.20	$+0.37$ -0.10 -0.32
V,2	$K^+p \rightarrow K^0p\pi$	Chambre à bulles à hydrogène	98	non	2 %	$+0.22$ 0.01 -0.20	$+0.42$ 0.33 -0.50
V,7	$K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$	Chambre à bulles à hydrogène	53	non	?	0.05 ± 0.30	-0.15 ± 0.45
V,8	$K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$	Chambre à bulles à hydrogène	50	non	?	$+0.65$ 2.75 -0.60	-0.55 $+0.50$ $+0.70$
V,10	$K^+p \rightarrow K^0p\pi$ $K^+n \rightarrow K^0p(\pi^0)$	Chambre à bulles à liquide lourd	88	oui	?	choisi nul	$+0.45$ 0.2 -0.40
notre exp.	$K^+p \rightarrow K^0p\pi$	Chambre à étincelles compteur	386	oui	3 %	$+0.17$ 0.13 -0.20	$+0.27$ 0.17 -0.26

Valeur moyenne avec les références V,1-2-3-7 et cette expérience $Re\eta_{+-0} = 0,11 \pm 0,09$

$Im\eta_{+-0} = 0,13 \pm 0,16$

b) Violation de CP dans les désintégrations $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Avec 3.474.473 événements $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ obtenus dans une expérience de compteurs, A. Scribano et al. [V,11] mesurent l'asymétrie entre l'énergie cinétique du π^+ et du π^- . Cette éventuelle asymétrie mettrait en évidence une amplitude $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ avec isospin final égal à 0 ou à 2, donc une amplitude violant CP. Ils trouvent que le taux de violation de CP dans ces amplitudes est inférieur à 0.15 (avec un niveau de confiance de 90 %).

On remarquera que la sensibilité de l'expérience reste faible bien que le nombre d'événements soit grand, ce qui est dû à la suppression des états $I = 0$, $I = 2$ par des effets de barrière centrifuge.

B - ETUDE DE L'ELEMENT DE MATRICE POUR LA DESINTEGRATION $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Un grand nombre d'expériences a été effectué pour mesurer la dépendance de l'élément de matrice pour la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ en fonction de l'énergie cinétique du π^0 . Le tableau V,4 résume les résultats de ces différentes expériences, la

TABLEAU V,4

a	Technique utilisée	Nombre d'événements	Réf.
- 0.24 ± 0.09	Chambre à bulles à hydrogène	75	V,13
- 0.24 ± 0.09	Chambre à bulles à hydrogène	79	V,14
- 0.24 ± 0.04	Chambre de Wilson	326	V,15
- 0.17 ± 0.06	Chambre à bulles à hydrogène	566	V,16
- 0.26 ± 0.06	Chambre à bulles à liquide lourd	130	V,17
- 0.294 ± 0.018	Chambre à bulles à hydrogène	1850	V,12
- 0.21 ± 0.02	Chambre à étincelles compteurs	1198	V,18
- 0.19 ± 0.02	Chambre à étincelles compteurs	2446	V,19
- 0.311 ± 0.026	Chambre à étincelles compteurs	4400	V,20
- 0.308 ± 0.006	Chambre à étincelles compteurs	29000	V,21
- 0.257 ± 0.005	Chambre à étincelles compteurs	36000	V,22
- 0.310 ± 0.03	Chambre à étincelles compteurs	394	cette exp.

paramétrisation de l'élément de matrice étant choisie de la façon suivante (relations I,31b et I,32b),

$$M^2 \propto 1 + 2a \frac{M_{K^0}}{m_\pi^2} (2 T^0 - T_{\max}^0)$$

T^0 énergie cinétique du π^0

$T_{\max}$ valeur maximum de T^0

L'analyse des désintégrations à trois corps du K^0 , dans lesquels on mesure la direction du K^0 , du π^+ et du π^- et l'impulsion du π^+ et du π^- , ne permet pas de déterminer la cinématique de l'événement sans incertitude (résolution d'une équation du second degré), en particulier, le calcul de l'impulsion du K^0 conduit à deux solutions. La séparation des modes leptoniques de désinté-

gration du mode $\pi^+\pi^-\pi^0$ devra s'effectuer par trois méthodes complémentaires :

- α . Différenciation entre un pion, un muon et un électron (mesure de l'ionisation, de l'absorption, du développement de gerbes).
- β . Détection d'un photon de désintégration du π^0 .
- γ . Etude de la distribution en $(p'o)^2$. $p'o$ est l'impulsion du K^0 calculée dans le système pour lequel l'impulsion longitudinale des deux pions chargés est nulle.

Cette quantité est essentiellement positive pour le mode $\pi^+\pi^-\pi^0$, et piquée sur des valeurs négatives pour les modes leptoniques.

Plus le taux de contamination des désintégrations leptoniques sera petit, plus l'éventuelle erreur systématique sera faible. Le tableau V,5 donne pour chacune de ces expériences leur taux de contamination résiduelle (les différences proviennent de la présence ou de l'absence de sélection du mode $\pi^+\pi^-\pi^0$ par les méthodes α ou β).

TABLEAU V,5

Réf.	a	Contamination leptonique	Détection des π^0	Séparation $\pi\mu e$
V,12	$- 0.294 \pm 0.018$	17 %	non	non
V,18	$- 0.21 \pm 0.02$	2,5 % Ke_3 5,5 % $K\mu\pi\nu$	dans une partie seulement des événements avec un compteur à gerbes	séparation π et e avec des chambres de parcours
V,19	$- 0.19 \pm 0.02$	2 %	non	séparation π , μ , e avec des chambres de parcours
V,20	$- 0.311 \pm 0.026$	1,5 %	compteur à gerbes introduit dans le déclenchement	non
V,21	$- 0.308 \pm 0.006$	17,1 %	non	non
V,22	$- 0.257 \pm 0.005$	3,7 % Ke_3 7,4 % $K\mu\pi\nu$	non	identification des muons
cette exp.	$- 0.31 \pm 0.03$	$Ke_3 < 0.5 \cdot 10^{-3}$ $K\mu\pi\nu < 0.5 \cdot 10^{-3}$	oui	identification des e avec un compteur Cerenkov, séparation des modes leptoniques par l'analyse cinéma- tique

Nous n'avons pas calculé de valeur moyenne étant donné les désaccords trouvés

Par ailleurs, des erreurs dans la mesure des événements peuvent provenir de la diffusion des particules, de la désintégration en vol d'un π et des modes rares de désintégration du K^0 . Ces événements sont difficilement éliminables étant donné l'absence de contraintes cinématiques dans la mesure de ces événements. Nefkens et al. [V,18] évaluent cette contribution à 6 % dans leur expérience.

Les erreurs données sur les mesures [V,21] [V,22] [V,12] ne tiennent compte que de l'erreur statistique.

CHAPITRE VI

INTERPRETATION DES RESULTATS

CHAPITRE VI

INTERPRETATION DES RESULTATS

1 - VIOLATION DE CP

Nous allons examiner les prédictions de différents modèles théoriques et les confronter avec nos résultats expérimentaux. Comme ces modèles se différencient, entre autre, par leurs implications sur d'autres paramètres que ceux que nous avons mesurés, nous rappellerons brièvement les résultats obtenus quant à la violation de CP (nous supposerons toujours que CPT est conservé). [VI,1]

A - RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LA VIOLATION DE CP

a) Désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

$$\text{Soit } \eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H | K_S^0 \rangle} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} \quad (\text{VI},1)$$

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H | K_S^0 \rangle} = |\eta_{00}| e^{i\phi_{00}} \quad (\text{VI},2)$$

$$R = \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) / \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^+) \quad (\text{VI},3)$$

Si nous définissons ϵ , ϵ' et ω paramètres caractéristiques de la violation de CP,

$$\epsilon = \frac{\langle 2\pi(I=0) | H | K_L^0 \rangle}{\langle 2\pi(I=0) | H | K_S^0 \rangle} \quad (\text{VI},4)$$

$$\epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2\pi(I=2) | H | K_L^0 \rangle}{\langle 2\pi(I=0) | H | K_S^0 \rangle} \quad (\text{VI},5)$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2\pi(I=2) | H | K_S^0 \rangle}{\langle 2\pi(I=0) | H | K_S^0 \rangle} \quad (\text{VI},6)$$

On exprime η_{+-} , η_{00} et R paramètres directement mesurables en fonction de ϵ , ϵ' et ω .

$$\eta_{+-} = \frac{\epsilon + \epsilon'}{1 + \omega} \quad (\text{VI},7)$$

$$\eta_{00} = \frac{\epsilon - 2\epsilon'}{1 - 2\omega} \quad (\text{VI},8)$$

$$R = \frac{1}{2} \left| \frac{1 - 2\omega}{1 + \omega} \right|^2 \quad (\text{VI},9)$$

Expérimentalement, il a été trouvé (VI,1) :

$$\eta_{+-} = (1.95 \pm 0.03) \cdot 10^{-3} e^{i(43.6 \pm 3,3)^\circ}$$

$$\eta_{00} = (2.24 \pm 0.20) \cdot 10^{-3} E^{i(43 \pm 19)^\circ}$$

$$\omega = (4.4 \pm 1.3) \times 10^{-2} e^{i(-39 \pm 18)^\circ}$$

Les mesures sur l'asymétrie de charge dans les désintégrations leptoniques du K^0 permettent de déterminer $\text{Re}\epsilon$ (en supposant la règle $\Delta S = \Delta Q$ vraie)

$$\text{Re}\epsilon = (1,66 \pm 0.14) 10^{-3} \quad [\text{VI},1]$$

b) Désintégrations leptoniques du K^0

Soit $x = \frac{\langle \pi \ell \nu | H | K^0 \rangle \Delta S = -\Delta Q}{\langle \pi \ell \nu | H | K^0 \rangle \Delta S = \Delta Q}$, si $\text{Im}x \neq 0$ alors, il y a violation de CP.

La valeur mondiale actuelle donne :

$$\text{désintégration } \pi e \nu \quad \text{Im}x = 0.003 \pm 0.021$$

$$\text{désintégration } \pi \mu \nu \quad \text{Im}x = 0.01 \pm 0.14 \quad [\text{VI},1]$$

c) Désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Les résultats de cette expérience donnent :

$$\text{Re}\eta_{+-0} = 0,13 \begin{matrix} + 0.17 \\ - 0.20 \end{matrix}$$

$$\text{Im}\eta_{+-0} = 0,17 \begin{matrix} + 0.27 \\ - 0.26 \end{matrix}$$

à comparer avec la valeur mondiale,

$$\text{Re}\eta_{+-0} = 0.11 \pm 0.09$$

$$\text{Im}\eta_{+-0} = 0.13 \pm 0.16$$

d) Désintégration $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$

La désintégration $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ n'est possible que dans l'état final $I = 1$, ou 3 qui violent CP. Nous n'avons pas d'information directe sur la mesure de la viola-

tion de CP dans cette désintégration mais, moyennant une hypothèse faible, nous pouvons calculer [I,7]

$$\eta_{000} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 \pi^0 | H | K_S^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 \pi^0 | H | K_L^0 \rangle}$$

En effet, si $A_I e^{i\delta_I}$ est l'amplitude $\langle 3\pi (Isospin I) | H | K^0 \rangle$, on aura :

$$\sqrt{2} \langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | H | K_1^0 \rangle = \left(\sqrt{\frac{6}{15}} A_1 e^{i\delta_1} + \sqrt{\frac{6}{10}} A_3 e^{i\delta_3} \right) + \left(\sqrt{\frac{6}{15}} A_1^* e^{i\delta_1} + \sqrt{\frac{6}{10}} A_3^* e^{i\delta_3} \right) \quad \text{en négligeant les amplitudes } I = 0,2 \quad (VI,10a)$$

$$\sqrt{2} \langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | H | K_2^0 \rangle = \left(\sqrt{\frac{6}{15}} A_1 e^{i\delta_1} + \sqrt{\frac{6}{10}} A_3 e^{i\delta_3} \right) - \left(\sqrt{\frac{6}{15}} A_1^* e^{i\delta_1} + \sqrt{\frac{6}{10}} A_3^* e^{i\delta_3} \right) \quad (VI,10b)$$

$$\sqrt{2} \langle \pi^0 \pi^0 \pi^0 | H | K_1^0 \rangle = \left(\sqrt{\frac{9}{15}} A_1 e^{i\delta_1} - \sqrt{\frac{4}{10}} A_3 e^{i\delta_3} \right) + \left(\sqrt{\frac{9}{15}} A_1^* e^{i\delta_1} - \sqrt{\frac{4}{10}} A_3^* e^{i\delta_3} \right) \quad (VI,10c)$$

$$\sqrt{2} \langle \pi^0 \pi^0 \pi^0 | H | K_2^0 \rangle = \left(\sqrt{\frac{9}{15}} A_1 e^{i\delta_1} - \sqrt{\frac{4}{10}} A_3 e^{i\delta_3} \right) - \left(\sqrt{\frac{9}{15}} A_1^* e^{i\delta_1} - \sqrt{\frac{4}{10}} A_3^* e^{i\delta_3} \right) \quad (VI,10d)$$

En posant $E = -i \frac{\text{Re } A_1}{\text{Im } A_1}$

$$E' = -i \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\text{Re } A_3}{\text{Im } A_3} e^{i(\delta_3 - \delta_1)}$$

$$W = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\text{Im } A_3}{\text{Im } A_1} e^{i(\delta_3 - \delta_1)}$$

on a : $\eta_{+-0} = \frac{E + 3/2 E'}{1 + 3/2 W} \quad (VI,11)$

et $\eta_{000} = \frac{E - E'}{1 - W} \quad (VI,12)$

Si $\Delta I < 5/2$, ce qui semble bien vérifié expérimentalement dans les désintégrations du K^+ [I,6], alors $W = E' = 0$ et $\eta_{+-0} = \eta_{000}$ donc, le canal $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ ne présente pas de grande violation de CP.

Nous résumons dans le tableau VI,1 les contributions à la phase de ϵ (ϵ défini par $|K_S^0\rangle = |K_1^0\rangle + \epsilon |K_2^0\rangle$) introduites par les différents modes de désintégrations du K^0 :

Si $\varphi_{\epsilon^0} = \text{arc tg } \frac{2\Delta m}{\Gamma_S}$

et $\varphi_{\epsilon} = \varphi_{\epsilon^0} + \Delta \epsilon^a$

on a $\Delta \varphi_{\epsilon^0} = \text{arc tg } \frac{\text{Im} \eta a \Gamma_L(a)}{2\Gamma_S \text{Re} \epsilon} \quad [VI,2]$

On remarquera que l'incertitude globale sur la phase de ϵ est la même que l'incertitude sur la différence $\phi_{+-} - \varphi_{\epsilon^0}$ ($\phi_{+-} - \varphi_{\epsilon^0} = 0.5^\circ \pm 3.30^\circ$).

TABLEAU VI,1

mode	$\Delta \varphi_{\epsilon}$ en degré
$2\pi (I=2)$	0.08 ± 0.21
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	0.20 ± 0.80
$3\pi^0 (I=1)$	0.34 ± 1.36
$\pi e \nu$	$0. \pm 0.32$
$\pi \mu \nu$	0.17 ± 2.8
$\Sigma \Delta \varphi_{\epsilon}$	$0.79 \pm 3,2$

e) Désintégration $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^{\pm} \pi^{\mp}$

L'élément de matrice pour la transition $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^{\pm} \pi^{\mp}$ peut s'écrire :

$$M \propto 1 + a^{\pm} (3T_3 - Q)/Q$$

T_3 énergie cinétique de $\pi^{\mp}$

$$Q = T_1 + T_2 + T_3$$

Une valeur différente de zéro du paramètre $\Delta = \frac{a_+ - a_-}{a_+ + a_-}$ indique une violation de CP.

Ford et al. [VI,3] trouvent : $\Delta = -0.007 \pm 0.0053$

Après cette revue sommaire et non exhaustive des résultats concernant la violation de CP, nous allons examiner les prédictions de quelques modèles décrivant la violation de CP.

B - MODELES DECRIVANT LA VIOLATION DE CP

Ces modèles doivent, d'une part, reproduire les résultats connus concernant la violation de CP dans la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et, d'autre part, prédire des résultats pour les autres désintégrations du K^0 .

L'hamiltonien, caractéristique des transitions $\langle n | H | K^0 \rangle$, se décompose en trois parties correspondant aux interactions fortes, électromagnétiques et faibles :

$$H = H_{st} + H_{em} + H_w$$

La violation de CP peut être introduite dans chacune des interactions. Nous nous limiterons volontairement aux modèles dans lesquels la violation de CP est introduite dans l'interaction faible. Les modèles, avec violation de CP dans les interactions fortes ou électromagnétiques, supposent qu'il existe une violation de C ou de T dans ces interactions qui n'a pas été observée expérimentalement.

Nous rappellerons brièvement que les interactions faibles avec CP conservé sont décrites par le modèle de Cabibbo [VI,4] avec un Hamiltonien H_w de la forme courant x courant.

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} [J_{\mu}^+ J_{\mu} + J_{\mu} J_{\mu}^+] \quad G \text{ constante de couplage des interactions faibles} = \frac{10^{-5}}{M_P^2} \quad (VI,13)$$

(M_P masse proton)

$$J_{\mu} = J_{\mu}^h + J_{\mu}^{\ell} \quad (VI,14)$$

J_{μ}^h est le courant hadronique

$$J_{\mu}^{\ell} \text{ est le courant leptonique} = \bar{\psi}_e \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e} + \bar{\psi}_{\mu} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_{\mu}} \quad (VI,15)$$

- La partie vectorielle V_{μ} et la partie axiale A_{μ} de J_{μ}^h appartiennent à un octet de

SU_3 ; on admet donc la validité des règles $\Delta I = 1/2$, $\Delta S = \Delta Q$ et l'absence de courant neutre.

- Il y a conservation du courant vectoriel (C.V.C.)

$$\text{et } J_\mu^h = \underbrace{\left[(V_\mu^1 + iV_\mu^2) + (A_\mu^1 + iA_\mu^2) \right]}_{\substack{\Delta S = 0 \\ \Delta Q = 1}} \cos \theta + \underbrace{\left[(V_\mu^4 + iV_\mu^5) + (A_\mu^4 + iA_\mu^5) \right]}_{\substack{\Delta S = \Delta Q \\ \Delta S = 1}} \sin \theta \quad (\text{VI}, 16)$$

a) Modèles avec $\Delta S < 2$

α) Modèle avec déphasage du courant axial par rapport au courant vectoriel [VI, 5].

Glashow modifie le courant hadronique donné par Cabibbo en introduisant un déphasage du courant axial par rapport au courant vectoriel, soit :

$$J_\mu^h = \left[(V_\mu^1 + iV_\mu^2) + e^{-i\varphi} (A_\mu^1 + iA_\mu^2) \right] \cos \theta + \left[(V_\mu^4 + iV_\mu^5) + e^{-i\psi} (A_\mu^4 + iA_\mu^5) \right] \sin \theta$$

Dans les désintégrations β ($\Delta S = 0$), le déphasage de la partie vectorielle par rapport à la partie axiale est compatible avec π , donc φ est petit. Glashow fixe $\varphi = 0$ et examine les conséquences d'une valeur non nulle de ψ

- Dans les désintégrations K_{e3}^0 et $K_{\mu 3}^0$, il n'y a pas de violation de CP parce que la partie axiale du courant n'intervient pas.
- Par contre, toutes les désintégrations $\Delta S = 1$ non leptoniques doivent avoir une violation de CP (les parties de l'Hamiltonien provenant du produit des courants vectoriel et axial sont déphasées).

Holstein [VI, 6] précise les implications de ce modèle dans deux cas simples: (il relâche la condition $\varphi = 0$ et choisit φ petit).

$$\varphi = -\psi \quad \text{alors} \quad |\eta_{+-}| = |\eta_{00}|$$

et la violation de CP peut être importante dans les désintégrations $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

$$\varphi = \psi \quad \text{alors} \quad |\eta_{+-}| \neq |\eta_{00}|$$

et la violation de CP dans le canal $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ est petite.

β) Modèle avec $\Delta I \geq 3/2$

Truong [VI, 7] suppose que les transitions $\Delta S = 1$, qui respectent la règle $\Delta I = 1/2$, ne violent pas CP alors que celles qui violent $\Delta I = 1/2$ violent aussi CP. Alors :

$$\langle K^0 | H_W | 2\pi, I=0 \rangle = C_0 e^{i\delta_0} \quad C_0 \text{ réel} \quad (\text{VI}, 18a)$$

$$\langle K^0 | H_W | 2\pi, I=2 \rangle = C_2 e^{i\delta_2} \quad C_2 = |C_2| e^{-i\varphi_2} \quad (\text{VI}, 18b)$$

et bien que les transitions à $I = 2$ soient plus faibles que les transitions à $I = 0$

$$|\eta_{00}| \approx 2 |\eta_{+-}|.$$

Une asymétrie de charge (π^+, π^-) devrait être mise en évidence dans la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, asymétrie due à la contribution de l'isospin final $I = 2$.

γ) Modèle semi-faible [VI,8], [VI,9]

Expérimentalement, il a été trouvé que l'amplitude qui ne viole pas CP est de l'ordre de grandeur de $G \frac{m_K^2}{4\pi} \approx 10^{-6}$ alors que l'amplitude qui viole CP est de l'ordre de grandeur de $(G m_N^2 / 4\pi)^{3/2} \approx 10^{-9}$.

Il est alors supposé qu'il existe une interaction semi-faible qui viole CP dans les interactions hadroniques et dont l'ordre de grandeur est $(G m_N^2 / 4\pi)^{1/2} \approx 10^{-3}$. Par un choix judicieux de l'hamiltonien H_{sw}^h , les éléments de matrice du premier ordre disparaissent, les éléments de matrice du second ordre correspondent aux désintégrations qui ne violent pas CP, et celle du troisième ordre correspondent aux désintégrations qui violent CP.

Dans la référence [VI,8], H_w est construit de façon abstraite alors qu'Okubo [VI,9] introduit H_{sw} avec l'hypothèse du vecteur boson intermédiaire.

La violation de CP prévue dans les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ est de l'ordre de η_{+-} .

δ) Modèle de Sachs [VI,10]

La violation de CP dans la désintégration $K^0 \rightarrow 2\pi$ pourrait s'expliquer par une violation maximale de CP dans les amplitudes semi-leptoniques avec $\Delta S = -\Delta Q$, c'est-à-dire, déphasée de $\pi/2$ par rapport aux amplitudes avec $\Delta S = \Delta Q$. Cette violation pourrait intervenir, soit dans le processus réel des désintégrations leptoniques du K^0 , soit dans des processus virtuels $\langle K^0 | H_w | \pi e \nu \rangle \propto \langle \pi e \nu | H_w | \bar{K}^0 \rangle$ pour lesquels on a une amplitude $\Delta S = -\Delta Q$.

Moyennant l'hypothèse que la contribution leptonique dans les termes non diagonaux de la matrice de masse est de l'ordre de grandeur du taux de désintégration du $K^0 \rightarrow \pi e \nu$, la valeur de η_{+-} pourrait être reproduite.

Ce modèle prédit :

- . $\eta_{+-} = \eta_{00} = \epsilon$
- . l'absence de violation de CP si nous n'avons pas une désintégration leptonique dans laquelle les amplitudes $\Delta S = \Delta Q$ et $\Delta S = -\Delta Q$ peuvent interférer.
- . $\eta_{+-0} = \eta_{000} = \eta_{+-}$
- . la violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$ dans $K^0 \rightarrow \pi e \nu$ avec violation de CP.

e) Modèle de Cabibbo [VI,11]

Cabibbo suppose que la violation de CP peut être grande dans les interactions faibles. Il propose un modèle dans lequel CP est violé, en particulier, dans les désintégrations leptoniques, et suppose que le courant baryonique J_μ^b se transforme comme un octet de SU_3 . J_μ^b est composé d'une partie régulière (CP conservé) et d'une partie irrégulière (CP non conservé). L'observation physique d'une violation de CP provient de l'interférence des parties régulière et irrégulière du courant J_μ . (Les courants irréguliers sont aussi appelés courants de seconde classe). Ce modèle prévoit des effets importants dans les désintégrations $\Lambda \rightarrow N\pi$, $K \rightarrow 3\pi$ et $K\mu 3$, à moins que les courants irréguliers soient plus petits que les courants réguliers [VI,12].

ζ) Modèle avec introduction de courant neutre [VI,13] et [VI,14]

L'Hamiltonien H_w introduit par Cabibbo (relation VI,13) est transformé en ajoutant un courant neutre :

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\mu^+ J_\mu + J_\mu J_\mu^+ + J^\circ J^\circ \quad (VI,19)$$

Le courant neutre hadronique est de la forme $V + A$ [VI,13] et $V-A$ [VI,14]. Un courant neutre leptonique est utilisé dans la réf. [VI,13]. L'interaction entre courants neutres viole CP et, au premier ordre, les effets de non conservation de CP apparaissent seulement dans les interactions non leptoniques $\Delta S = \pm 1$. Expérimentalement, il n'a pas été mis en évidence de courant neutre [VI,1].

n) Modèle avec constante de couplage imaginaire.

Wolfeinstein [VI,15] écrit l'Hamiltonien sous la forme :

$$H = H_{oo} + C_\ell H_{lept} + C_{qs} H_{qs}^{hadronique} \quad (VI,20)$$

où : $C_\ell C_{qs}$ sont des constantes de couplage, les indices q,s, correspondent à $\Delta Q = q, \Delta S = S$; H_{oo} est l'Hamiltonien usuel des interactions fortes et électromagnétiques.

Il montre que l'on peut choisir $C_{qs} = |C_{qs}| e^{i\delta_{qs}}$ où seul $\Delta = \delta_{10} + \delta_{01} + \delta_{11}$ est une observable. Δ est choisi égal à $i \frac{\pi}{2}$. L'idée de ce modèle est que les éléments de matrice violant CP sont d'un ordre supérieur à ceux qui ne violent pas CP. La violation de CP provient de l'interférence entre les contributions du second ordre ($\langle K^0 | H | n \rangle \langle n | H | n' \rangle$) et les contributions du premier ordre, la phase relative des termes du second ordre par rapport aux termes du premier ordre étant Δ .

En conséquence, il est prévu :

- une violation de CP de 10^{-2} à 10^{-3} dans les désintégrations non leptoniques du K^0
- une violation de CP de 10^{-6} dans les désintégrations leptoniques du K^0

L'inconvénient majeur de ce modèle est l'abandon de la forme courant x courant pour l'Hamiltonien des interactions faibles.

Wolfenstein choisit un Hamiltonien H_w en ajoutant à l'Hamiltonien introduit par Cabibbo (relation VI,13) un terme $H_{\Delta S = 2}$ qui autorise les transitions $\Delta S = 2$ violant CP. $H_{\Delta S = 2}$ ne peut pas autoriser la désintégration hadronique du $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ puisque l'étrangeté ne change que d'une unité, mais $H_{\Delta S = 2}$ introduit des termes non nuls dans la matrice de masse de la désintégration du K^0 (termes non diagonaux). Pour reproduire la valeur obtenue pour η_{+-} , la constante de couplage doit être 10^{-7} , 10^{-8} fois plus faible que G (constante de couplage de Fermi).

Dans la désintégration du K^0 , on aura :

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &= \eta_{00} = \epsilon \\ \eta_{+-0} &= \eta_{000} = \epsilon\end{aligned}$$

et pas de violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$.

C - CONCLUSION

Nous résumerons dans le tableau VI,2 les prédictions théoriques de quelques modèles qui donnent des prévisions précises et les résultats expérimentaux.

TABLEAU VI,2

Modèles	$ \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} $	φ_ϵ	η_{+-0}	$K^0 \rightarrow \pi e \nu$ Imx	$K^\pm \rightarrow 3\pi$ Δ
Glashow $\varphi = \psi$	$\neq 1$	$43^\circ \pm 1^\circ$	10^{-3}	0	0
Glashow $\varphi = -\psi$	1	$35^\circ - 51^\circ$	0.02 - 0.05	0	0.002 - 0.05
Truong	2		10^{-4}	0	$< 10^{-3}$
Sachs	1	$> 25^\circ$	η_{+-}	$\neq 0$	0
Okubo	$\neq 1$	$43^\circ \pm 1^\circ$	10^{-3}	0	$< 10^{-3}$
Superfaible $\Delta S = 2$	1	43°	η_{+-}	0	0
Expérience	1.06 ± 0.06	41.8 ± 2.8	0.05 ± 0.20	0.003 ± 0.021	< 0.01

Les modèles qui prévoient, soit une large différence entre η_{+-} et η_{00} , soit une violation importante de la règle $\Delta S = \Delta Q$, sont certainement éliminés par les résultats expérimentaux actuels. Quant aux autres, on peut simplement dire qu'il semble y avoir une nette convergence des résultats vers le modèle d'une interaction superfaible. Les expériences effectuées sont présentement à la limite des possibilités expérimentales et il semble difficile de concevoir actuellement des expériences qui permettent de mesurer η_{+-0} avec la même précision que η_{+-} .

2 - TEST DE LA REGLE $\Delta I = 1/2$

A - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous reprendrons ici l'analyse phénoménologique développée au chapitre I avec les mêmes notations. Les amplitudes pour les désintégrations $K3\pi$ dans l'état final $I = 1$ s'écrivent (développement au 1er ordre) :

TABLEAU VI,3

Mode	$\Delta I = 1/2$	$\Delta I = 3/2$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$(2\alpha_1 - \beta_1 S)/\sqrt{2}$	$(2\alpha_3 - \beta_3 S)/\sqrt{2}$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$(\alpha_1 + \beta_1 S)/\sqrt{2}$	$(\alpha_3 + \beta_3 S)/\sqrt{2}$
$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$-(\alpha_1 + \beta_1 S)$	$2(\alpha_3 + \beta_3 S)$

et les pentes caractéristiques de l'élément de matrice des transitions $K3\pi$ s'écriront: (matrice développée sous la forme $M \propto 1 + \lambda S^i$, S^i défini par la relation I,32a).

$$\lambda_{+-0} = + \frac{\beta_1 - 2\beta_3}{\alpha_1 - 2\alpha_3} \tag{VI,21}$$

$$\frac{1}{2} \lambda_{+00} - \lambda_{++-} = + \frac{\beta_1 + \beta_3}{\alpha_1 + \alpha_3} \tag{VI,22}$$

Les taux de désintégration $K \rightarrow 3\pi$ doivent être corrigés d'un facteur $\emptyset$ qui tient compte de l'espace de phase des désintégrations, de la forme de la matrice M et de l'interaction coulombienne dans l'état final. La valeur de ces termes correctifs est donnée dans la réf. [VI,17], le principe du calcul est donné dans la réf. [VI,18].

$$\emptyset_{++-} = 1 \quad \emptyset_{+-0} = 1,278$$

Si l'on appelle $\gamma = \frac{\Gamma(K \rightarrow 3\pi)}{\emptyset}$ le taux de désintégration corrigé, on écrira :

$$\frac{\gamma_{++-}}{2\gamma_{+-0}} = \left[\frac{\alpha_1 + \alpha_3}{\alpha_1 + 2\alpha_3} \right]^2 \tag{VI,23}$$

La relation VI,23 suppose que l'on néglige la contribution des états finals $I = 3$, ce qui est justifié par la mesure des rapports $\frac{2}{3} \frac{\gamma_{000}}{\gamma_{+-0}}$ et $\frac{1}{4} \frac{\gamma_{++-}}{\gamma_{00+}}$ qui sont égaux à 1 en l'absence d'état $I = 3$ [I,6].

Nous avons vu que la comparaison de λ_{+-0} et $\frac{1}{2} \lambda_{+00} - \lambda_{++-}$ (relation I,38) était une mesure directe de la violation de la règle $\Delta I = 1/2$, et l'inégalité des deux termes met en évidence une amplitude $I = 1$ avec $\Delta I = 3/2$. De la même façon, toute déviation du rapport $\frac{\gamma_{++-}}{2\gamma_{+-0}}$ par rapport à l'unité entraîne une violation de la règle $\Delta I = 1/2$.

Pour les paramètres que nous n'avons pas mesurés, il a été retenu la valeur

mondiale actuelle [VI,17], et pour λ_{+-0} nous avons utilisé la valeur obtenue dans cette expérience

$$\lambda_{+-0} = + 0.34 \pm 0.03$$

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{++-} &= - 0.100 \pm 0.0025 \\ \lambda_{+00} &= + 0.263 \pm 0.008 \end{aligned} \right\} \frac{1}{2} \lambda_{+00} - \lambda_{++-} = + 0.232 \pm 0.0045$$

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{+-0} &= 2.44 \pm 0.06 \quad 10^6 \quad \text{sec}^{-1} \\ \Gamma_{++-} &= 4.51 \pm 0.02 \quad 10^6 \quad \text{sec}^{-1} \end{aligned} \right\} \frac{\Gamma_{++-}}{2\Gamma_{+-0}} = 1.184 \pm 0.028$$

Il apparaît donc, que dans les deux tests définis ci-dessus, il y a violation de la règle $\Delta I = 1/2$ à 3 et 6 écarts standards.

D'un point de vue plus quantitatif, on peut calculer les contributions respectives de $\Delta I = 1/2$ et $\Delta I = 3/2$ (paramétrisation définie par Heusse [I,6]).

$$\text{Soit } \emptyset = \frac{\alpha_3}{\alpha_1} \quad (\text{VI},24)$$

$$\mu = \frac{\beta_1}{\alpha_1} \quad (\text{VI},25)$$

$$\nu = \frac{\beta_3}{\alpha_1} \quad (\text{VI},26)$$

$$\text{alors } \frac{\Gamma_{++-}}{2\Gamma_{+-0}} = \left| \frac{1 + \emptyset}{1 - 2\emptyset} \right|^2 \quad (\text{VI},27)$$

$$\lambda_{+-0} = \frac{\mu - 2\nu}{1 - 2\emptyset} \quad (\text{VI},28)$$

$$\text{et } \frac{1}{2} \lambda_{+-0} - \lambda_{+00} = \frac{\mu + \nu}{1 + \emptyset} \quad (\text{VI},29)$$

La relation VI,27 donne deux solutions pour $\emptyset$

$$\emptyset_1 = 0.028$$

$$\emptyset_2 = 1.76$$

Nous retiendrons la première solution pour des raisons physiques. Il apparaît, en effet, peu vraisemblable que la contribution $\Delta I = 3/2$ soit prépondérante, alors $\emptyset = 0.028 \pm 0.003$.

et la relation du système d'équation (VI,28) et (VI,29) conduit à :

$$\mu = 0.265 \pm 0.011$$

$$\nu = - 0.027 \pm 0.010$$

Nous avons donc montré qu'une contribution de l'amplitude $\Delta I = 3/2$ existait dans les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ pour l'état final 3π d'isospin égal à un. Si le développement linéaire de la matrice de transition $K \rightarrow 3\pi$ est correct, les valeurs des paramètres utilisés dans cette démonstration semblent fiables, pour λ_{++-} , λ_{+00} , Γ_{++-} et Γ_{+-0} et le résultat dépend de la valeur retenue pour λ_{+-0} .

Nous allons, dans le paragraphe suivant, confronter nos résultats avec les prédictions des différents modèles théoriques.

B - MODELES THEORIQUES

Les désintégrations $K \rightarrow 3\pi$ sont des désintégrations faibles non leptoniques. L'algèbre des courants donne une description de ces transitions moyennant certaines hypothèses.

- L'Hamiltonien H_w est de la forme

$$H_w = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[J_L^h + J_V^h + J_A^h + J_S^h \right]$$

où J^h est le courant hadronique

- les courants se décomposent en une partie vectorielle V_μ et une partie axiale A_μ avec l'hypothèse $V - A$;

- il y a conservation des courants vectoriels (CVC) ;

- hypothèse du courant axial partiellement conservé (PCAC), hypothèse qui relie la divergence du courant A_μ au champ du pion ϕ^γ .

$$J_\mu A_\mu^\gamma = (g_A m_N^2 m_\pi^2 / g_r) \phi^\gamma \quad (\text{VI}, 30)$$

où g_A = quotient des constantes de couplage axiale et vectorielle de la désintégration ;

g_r est la constante renormalisée du couplage π -nucléon ;

m_N est la masse du nucléon ;

m_π est la masse du π .

On est alors conduit à deux types d'Hamiltonien :

- 1) l'Hamiltonien conserve la règle $\Delta I = 1/2$ et l'on doit introduire dans J^h des courants hadroniques neutres.
- 2) Les parties axiales et vectorielles du courant J_μ se transforment comme un octet de SU_3 et obéissent à l'algèbre des courants de $SU_3 \otimes SU_3$

$$J^h = (V_\mu^1 + iV_\mu^2 + A_\mu^1 + iA_\mu^2) \cos \theta + (V_\mu^4 + iV_\mu^5 + A_\mu^4 + iA_\mu^5) \sin \theta$$

alors, l'Hamiltonien H_w autorise des transitions $\Delta I = 1/2$ et $\Delta I = 3/2$.

Pour tenir compte de l'importance des transitions $\Delta I = 3/2$, dans le premier cas, on fait appel à l'hypothèse d'une origine électromagnétique de la transition $\Delta I = 3/2$. Dans le deuxième cas, un mécanisme dynamique favorise les transitions $\Delta I = 1/2$ ou atténue les transitions $\Delta I = 3/2$. Outre l'algèbre des courants, il est utilisé la technique du pion mou, qui relie l'amplitude $a \rightarrow b + \pi$ pour $q_{(\pi)} \rightarrow 0$ (q quadrivecteur impulsion énergie) à l'amplitude $a \rightarrow b$ par l'intermédiaire d'une constante :

$$M(a \rightarrow b + \pi) = c^{te} M(a \rightarrow b)$$

$$q_{(\pi)} \rightarrow 0$$

a) Modèle de l'algèbre des courants avec $\Delta I = 1/2$

C.G. Callan et S.B. Treiman [VI,19] dérivent les relations suivantes :

$$M[K^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+ ; q(\pi^-) = 0] = 0 \quad (\text{VI},31a)$$

$$M[K^+ \rightarrow \pi^+ \pi_1^0 \pi_2^0 ; q(\pi_1^0) = 0, q(\pi^+)^2 = q(\pi_2^0)^2] = 0 \quad (\text{VI},31b)$$

$$M[K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- ; q(\pi^\pm) = 0, q(\pi^0)^2 = q(\pi^\mp)^2] = 0 \quad (\text{VI},31c)$$

$$M[K^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+ ; q(\pi^+) = 0] = \frac{g_r}{2m_N g_A} M[K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-] \quad (\text{VI},32a)$$

$$M[K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0 ; q(\pi^+) = 0] = \frac{g_r}{2m_N g_A} M[K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-] \quad (\text{VI},32b)$$

$$M[K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- ; q(\pi^0) = 0] = \frac{g_r}{2m_N g_A} M[K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-] \quad (\text{VI},32c)$$

$$M[K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 ; q(\pi^0) = 0] = \frac{g_r}{2m_N g_A} M[K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-] \quad (\text{VI},32d)$$

Y. Hara et Y. Nambu [VI,20] introduisent dans leur calcul l'approximation linéaire de l'élément de matrice sous la forme :

$$|M[K \rightarrow \pi\pi\pi]|^2 = |M_{\text{moyen}}[K \rightarrow \pi\pi\pi]|^2 \left\{ 1 + g \frac{3T - Q}{Q} \right\}$$

T énergie cinétique du π non pairé.

$$Q = m_K - \Sigma m_i$$

et avec cette paramétrisation, ils trouvent :

$$g_{+-+} = 2 Q / m_{K^+} = \frac{2 \times 74.96}{493.84} = 0.3035 \quad (\text{VI},33a)$$

$$g_{+00} = -4Q / m_{K^+} = -\frac{4 \times 84.24}{493.84} = -0.6871 \quad (\text{VI},33b)$$

$$g_{+-0} = -4Q / m_{K^0} = -\frac{4 \times 83.54}{497.79} = -0.6713 \quad (\text{VI},33c)$$

A partir des relations (VI,32a, b, c et d) et toujours avec l'approximation linéaire, ils établissent les relations suivantes (M moyen calculé avec une énergie pour chaque pion = $\frac{m_K}{3}$, l'amplitude étant interpolée dans la région physique à partir des deux points donnés par les relations VI,31 et VI,32).

$$M_{\text{Moyen}}[K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-] = \frac{2}{3} \frac{g_r}{2m_N g_A} M[K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-] \quad (\text{VI},34a)$$

$$M_{\text{Moyen}}[K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0] = \frac{1}{3} \frac{g_r}{2m_N g_A} M[K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-] \quad (\text{VI},34b)$$

$$M_{\text{moyen}}[K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0] = \frac{1}{3} \frac{g_r}{2m_N g_A} M[K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-] \quad (\text{VI},34c)$$

$$M_{\text{moyen}}[K_2^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0] = \frac{g_r}{2m_N g_A} M[K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-] \quad (\text{VI},34d)$$

Nous remarquerons que les relations (VI,33) et (VI,34) sont obtenues avec une forme linéaire de l'élément de matrice, et que la comparaison entre les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques vérifie, d'une part, la validité du modèle, de l'autre hypothèse retenue pour la forme de l'élément de matrice.

Le tableau VI,4 montre les résultats relatifs aux pentes λ déterminées par les relations (VI,33).

TABLEAU VI,4

Théorie	Expérience
$\lambda_{+-} = - 0.119$	$- 0.100 \pm 0.0025$ valeur moyenne
$\lambda_{+0} = 0,227$	0.263 ± 0.008 valeur moyenne
$\lambda_{-0} = 0.250$	0.34 ± 0.03 cette expérience

$$M = M_{\text{moyen}} (1 + \lambda S)$$

S défini par la relation (I,32a)

Le tableau VI,5 montre les résultats des prévisions pour les relations (VI,34) [VI,21].

TABLEAU VI,5

Théorie	Expérience
$(0.81 \pm 0.01) 10^{-6}$	$\frac{1}{2} M_{\text{moyen}} [K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-]$ $(0.96 \pm 0.02) 10^{-6}$
	$M_{\text{moyen}} [K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0]$ $(0.94 \pm 0.01) 10^{-6}$
	$M_{\text{moyen}} [K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0]$ $(0.89 \pm 0.03) 10^{-6}$
	$\frac{1}{3} M_{\text{moyen}} [K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0]$ $(0,78 \pm 0,02) 10^{-6}$

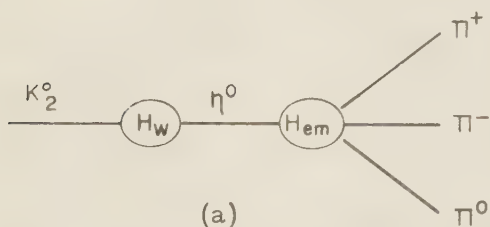
On remarquera que les résultats expérimentaux ne sont pas en parfait accord avec les prévisions théoriques, et ceci peut être expliqué par différentes raisons.

- α) . le modèle avec $\Delta I = 1/2$ est inadéquat,
- . l'hypothèse de l'approximation linéaire pour l'élément de matrice n'est pas correcte.

. pour les résultats relatifs aux relations VI,34, C.Bouchiat et M. Veltman [VI,22] font remarquer qu'il est difficile de définir une valeur centrale du diagramme de Dalitz, et que l'imprécision est de l'ordre de 10 % sur les taux de désintégration calculés. Cette imprécision est due aux corrections de masse électromagnétiques ($m_{\pi^0} \neq m_{\pi^\pm}$) et à la définition du point central du diagramme de Dalitz, entachée d'une incertitude qui est de l'ordre de 5 MeV.

β) Les différences trouvées pourraient s'expliquer par des processus électromagnétiques.

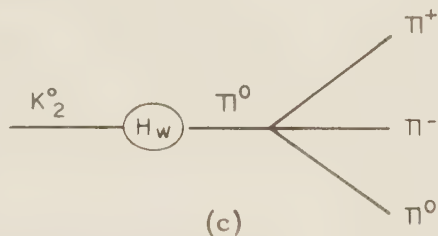
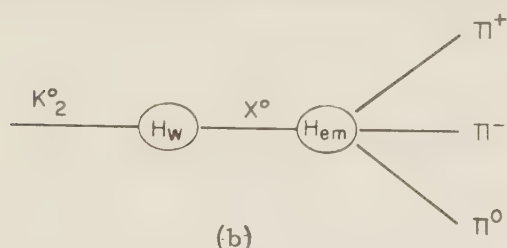
Soit la réaction décrite par le graphe fig. VI,1 [VI,23]



K_2^0 est converti en η^0 par une interaction faible $\Delta I = 1/2$, η^0 se désintègre électromagnétiquement en $\pi^+\pi^-\pi^0$ dans un état $I = 1$. L'amplitude est donc un mélange de $\Delta I = 1/2$ et $\Delta I = 3/2$.

Les taux de transition $\langle f|H|K \rangle$ sont calculés à partir des taux de transition $\langle f|H|\eta \rangle$. En particulier, ce modèle prévoit un taux de désintégration $\frac{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 0.20$ en contradiction avec l'expérience (0.0042) ainsi qu'un taux de désintégration $\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi\pi\gamma)$ trop élevé.

Ce modèle a été modifié par S. Matsuda et G. Oppo [VI,24] en introduisant deux contributions supplémentaires (graphe fig. VI,2).



Le graphe c apporte une contribution faible par rapport aux graphes a, b.

La difficulté dans ce calcul provient de l'évaluation des constantes de couplage $f_{K\eta}$ et $f_{K\chi}$. S. Matsuda et G. Oppo [VI,24] choisissent leurs constantes de couplage de telle sorte que le taux de désintégration $K_2^0 \rightarrow \gamma\gamma$ soit conforme aux résultats expérimentaux. Ils prédisent alors des taux de désintégration $K \rightarrow 3\pi$ qui sont en accord avec les résultats expérimentaux, voir tableau VI,6.

TABLEAU VI,6

	Théorie	Expérience
$\gamma_{++-}/4\gamma_{+00}$	1	$0,954 \pm 0,025$
$\frac{2\gamma_{(000)}}{3\gamma_{(+0)}}$	0.97	$1,006 \pm 0,043$
$\gamma_{(+0)}/2\gamma_{(+00)}$	0.82	0.804 ± 0.045
$\frac{\gamma_{000}}{\gamma_{(++-)} - \gamma_{(+00)}}$	0.79	0.865 ± 0.04

Mais, aucune prédiction n'est donnée pour les pentes g qui montrent pourtant une déviation substantielle de la règle $\Delta I = 1/2$. Les pentes g_{++-} et g_{+00} ne sont pas affectées par les processus électromagnétiques, et nous avons vu que la règle $\Delta I = 1/2$ prédisait des valeurs sensiblement différentes des valeurs expérimentales. La prédiction $g_{+-0}^{K^0}$ doit être un mélange entre la pente $g_{+-0}^{\eta^0}$ ($\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$) et la pente $g_{+-0}^{\chi^0}$.

$$g_{+-0}^{K^0} = -0.52 \pm 0.05$$

$$g_{+-0}^{\eta^0} = -0.57 \pm 0.01 \quad [VI,25] \quad M = M_{\text{moyen}} \left(1 + g \frac{3T^0 - Q}{Q}\right)$$

$$g_{+-0}^{\chi^0} = -1 \quad \text{évaluation théorique} \quad [VI,26]$$

Les valeurs ci-dessus ne permettent pas de conclure à un bon accord. De plus, et ceci est valable pour tout le modèle, la difficulté actuelle d'évaluer les constantes de couplage entraîne une incertitude théorique quant aux prédictions de ce modèle.

b) Modèle de l'algèbre des courants avec $\Delta I = 1/2$ et $\Delta I = 3/2$

C. Bouchiat et Ph. Meyer [VI,27], en utilisant le même formalisme que pour l'algèbre des courants avec $\Delta I = 1/2$, relie les amplitudes de désintégration $K \rightarrow \pi\pi\pi$ aux amplitudes $K \rightarrow \pi\pi$ pour les contributions $\Delta I = 3/2$.

En définissant les amplitudes $\Delta I = 1/2$ (a_1) et $\Delta I = 3/2$ (a_3) par les relations

$$\langle \pi^+\pi^- | H | K_1^0 \rangle = -\sqrt{2} (a_1 + a_3) \quad (VI,35a)$$

$$\langle \pi^0\pi^0 | H | K_1^0 \rangle = \sqrt{2} (a_1 - 2 a_3) \quad (VI,35b)$$

ils obtiennent les prédictions suivantes :

$$\frac{\gamma_2(\pi^+\pi^-\pi^0)}{2\gamma(\pi^+\pi^0\pi^0)} - 1 = \frac{\gamma(\pi^0\pi^0\pi^0)}{\gamma(\pi^+\pi^+\pi^-) - \gamma(\pi^+\pi^0\pi^0)} - 1 = -6\text{Re}(a_3/a_1) = 2 \frac{\gamma_1(\pi^0\pi^0)}{\gamma_1(\pi^+\pi^-)} - 1 \quad (\text{VI},36)$$

et avec l'hypothèse d'un développement linéaire de la forme :

$$|M|^2 = |M_{\text{moyen}}|^2 \left[1 + 2h \frac{E^3 - \frac{m_K}{3}}{m_K} \right] \quad E \text{ énergie du } \pi \text{ dans le centre de masse du } K^0 \quad (\text{VI},37)$$

ils montrent que :

$$\begin{aligned} \frac{h_{+-0}}{-2h_{++-}} - 1 &= \frac{27}{2} \text{Re} \frac{a_3}{a_1} \\ \frac{h_{+-0}}{h_{+00}} - 1 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{VI},38)$$

Le tableau VI,7 montre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux. Nous avons utilisé pour $\text{Re} \frac{a_3}{a_1}$ la valeur obtenue à partir de la mesure de

$$\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} = 2,18 \pm 0.046 \text{ (Valeur moyenne). Nous avons tenu compte d'une}$$

erreur due aux corrections électromagnétiques [VI,28]

$$\text{Re} \frac{a_3}{a_1} = 0.0159 \pm 0.05$$

Les corrections pour l'espace de phase ont été prises en compte [VI,17] .

TABLEAU VI,7

	Expérience	Prédiction
$\frac{1}{2} \frac{\gamma_L(\pi^+\pi^-\pi^0)}{\gamma(\pi^+\pi^0\pi^0)} - 1$	$- 0.196 \pm 0.045$	$- 0.096 \pm 0.03$
$\frac{\gamma_L(\pi^0\pi^0\pi^0)}{\gamma(\pi^+\pi^+\pi^-) - \gamma(\pi^+\pi^0\pi^0)} - 1$	$- 0.135 \pm 0.04$	$- 0,096 \pm 0,03$
$\frac{h_{+-0}}{-2h_{++-}} - 1$	0.17 ± 0.04	0.214 ± 0.067
$\frac{h_{+-0}}{h_{+00}} - 1$	$- 0.015 \pm 0.12$	0

L'accord obtenu entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle est bon pour les pentes (moins d'une déviation standard) et satisfaisant pour les taux de désintégration (moins de deux déviations standards).

Nous remarquerons que ce modèle a été aussi développé par D.K. Elias et J.C. Taylor [VI,29], par H.T. Nieh [VI,30] qui, au lieu de l'algèbre des courants, utilise la "chiral dynamical technique", par A.D. Dolgov et V.I. Eakharov [VI,31] et par B.R. Holstein [VI,32] qui introduit en plus, des termes de pôle, et trouve des

résultats identiques dans l'approximation $(\frac{m_\pi}{m_K})^2 < 1$.

Le modèle de l'algèbre des courants avec $\Delta I = 3/2$, qui reproduit les résultats expérimentaux de façon satisfaisante, ne tient pas compte de problèmes que nous allons passer en revue.

α) La technique du pion mou relie l'amplitude 3π à l'amplitude 2π par l'équation

$$\langle \pi^i \pi^j \pi^k | H | K \rangle = C \langle \pi^j \pi^k | [Q_5^i, H] | K \rangle \quad (VI,39)$$

$$q(\pi^i) \rightarrow 0$$

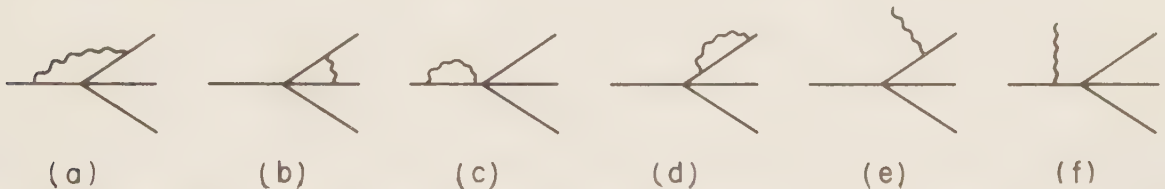
où C est une constante réelle

Q_5^i est la charge axiale, l'indice i est attaché à l'isospin.

$$Q_5^i = \int d^3x A_{05}^i$$

La phase de $\langle \pi^i \pi^j \pi^k | H | K \rangle$ par rapport à la phase de $\langle \pi^i \pi^j | Q_{5,H}^i | K \rangle$ est donnée par le déphasage de l'onde S (environ 40° pour l'onde S d'isospin $I = 0$ [VI,33]). L'inégalité des deux phases correspond, d'après Bouchiat et Meyer [VI,27] à l'incertitude théorique du modèle.

β) Les corrections électromagnétiques dues à la différence de masse des mésons et aux interactions électromagnétiques entre les pions n'ont pas été prises en compte. Neveu et Sherk [VI,34] évaluent les corrections électromagnétiques sur les taux de désintégration en tenant compte des graphes de Feynman suivants :



Deux limites doivent être introduites : pour les graphes a, b, c, d, une valeur limite pour l'impulsion du γ virtuel (1 GeV/c) et pour les graphes e, f, une limite de 10 MeV/c sur l'impulsion du photon réel non observé. Ces corrections n'affectent pas les pentes et entraînent les corrections suivantes pour les taux de désintégration :

$$\frac{\delta\gamma_{(+00)}}{\gamma_{(+00)}} = 1,6 \%$$

$$\frac{\delta\gamma_{(+ - 0)}}{\gamma_{(+ - 0)}} = 3,5 \%$$

$$\frac{\delta\gamma_{(++ -)}}{\gamma_{(++ -)}} = 5,1 \%$$

Ces corrections électromagnétiques doivent aussi être prises en compte pour le calcul de l'espace de phase de ces désintégrations [VI,18].

γ) Corrections dues à l'interaction dans l'état final.

Il est important de savoir comment l'interaction dans l'état final des π modifie les taux de désintégration et les pentes calculés par l'algèbre des courants, comment elle introduit des dépendances d'ordre plus élevé dans l'élément de matrice de transition $K \rightarrow 3\pi$.

Neveu et Sherk utilisent [VI,35] des relations de dispersion deux fois soustraites aux points où l'algèbre des courants détermine les amplitudes. La diffusion des trois particules est prise en compte avec l'utilisation de l'équation de Khuri-Truman.

Dans la diffusion $\pi\pi$, la contribution principale provient de l'onde S ($I = 0$). Le déphasage est paramétrisé de telle sorte qu'à basse énergie, il corresponde aux prédictions de l'algèbre des courants, et qu'à 90° , il corresponde à une résonance de 700 MeV (Largeur 300 MeV).

Les corrections ainsi calculées sont introduites sous la forme de facteur de forme, et impliquent une diminution de l'amplitude $\Delta I = 1/2$ et une augmentation de l'amplitude $\Delta I = 3/2$. Les termes du second ordre introduits par l'interaction dans l'état final ne sont pas très différents de l'hypothèse d'un développement linéaire de l'élément de matrice (relation VI,37). Dans le tableau VI,8, les résultats expérimentaux sont confrontés avec les prédictions du modèle (avec $\text{Re } \frac{a_1}{a_3} = 0,0159 \pm 0,005$ et la paramétrisation définie par la relation VI,37).

TABLEAU VI,8

	$\frac{\gamma_{(+ - 0)}}{2\gamma_{(+ 0 0)}}$	$\frac{\gamma_{(0 0 0)}}{\gamma_{(++ -)} - \gamma_{(+ 0 0)}}$	$\frac{h_{+ - 0}}{-2h_{++ -}} - 1$	$\frac{h_{+ - 0}}{h_{+ 0 0}} - 1$
Modèle $\Delta I \leq 3/2$	$0,904 \pm 0,03$	$0,904 \pm 0,03$	$0,214 \pm 0,067$	0
Modèle $\Delta I \leq 3/2$ + interaction dans l'état final + corrections e.m.	$0,857 \pm 0,05$	$0,80 \pm 0,03$	$0,15 \pm 0,015$	$0,12 \pm 0,03$
Expérimentale	$0,804 \pm 0,045$	$0,865 \pm 0,04$	$0,17 \pm 0,04$	$-0,15 \pm 0,12$

Si l'effet de l'interaction dans l'état final apporte une correction dont le signe correspond à ce qui est attendu expérimentalement, la valeur absolue de la correction ne donne pas un accord parfait avec les résultats expérimentaux. Ceci peut être expliqué par l'hypothèse choisie pour la diffusion $\pi\pi$. Si, comme le suggère Maglic [VI,36], il existe une résonance ($M = 330 \pm 15$ MeV ; $\Gamma = 60 \pm 30$ MeV), les résultats obtenus par Neveu et Scherk sont sensiblement altérés.

C - CONCLUSION

Des deux classes de modèle dont les prédictions viennent d'être comparées aux résultats expérimentaux, il ressort que :

- le modèle de l'algèbre des courants avec $\Delta I = 3/2$ reproduit les résultats de façon correcte, que les corrections électromagnétiques et les corrections dues à l'interaction dans l'état final affinent les prédictions du modèle.

- le modèle de l'algèbre des courants avec $\Delta I = 1/2$ montre des déviations importantes; de plus les corrections introduites par une interaction électromagnétique améliorent les résultats relatifs aux taux de désintégration, mais ne changent pas les prédictions pour les pentes λ_{+-} , λ_{+0} , qui restent en désaccord avec l'expérience.

Nous dirons donc que l'algèbre des courants donne une description satisfaisante des amplitudes $K \rightarrow 3\pi$ et que les incertitudes liées au modèle sont actuellement du même ordre de grandeur que les incertitudes expérimentales.

C O N C L U S I O N

Cette expérience sur l'étude des $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ a été réalisée parallèlement à l'étude des désintégrations leptoniques $Ke3$ et, bien que le dispositif utilisé n'ait pas été optimisé pour les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, nous avons amélioré par un facteur 4 la statistique des expériences précédentes. η_{+-0} , paramètre mesurant la violation de CP dans les désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, a été déterminé et

$$\text{Re}\eta_{+-0} = 0,13 \begin{array}{l} + 0.17 \\ - 0.20 \end{array}$$

$$\text{Im}\eta_{+-0} = 0,17 \begin{array}{l} + 0.27 \\ - 0.26 \end{array}$$

Ce résultat est complètement compatible

- d'une part, avec $\text{Re}\eta_{+-0} = \text{Re}\epsilon$, ce qui correspondrait à l'absence d'amplitude $\langle \pi^+\pi^-\pi^0 (I=3) | H | K_S^0 \rangle$ déphasée par rapport à l'amplitude $\langle \pi^+\pi^-\pi^0 (I=1) | H | K^0 \rangle$
- d'autre part, avec $\eta_{+-0} = \eta_{+-}$, lui-même compatible avec l'absence de violation de CP dans la désintégration $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Toutefois, la précision expérimentale actuelle ne permet pas d'exclure une valeur de η_{+-0} différente de η_{+-} et nous remarquerons que, dans cette expérience, il aurait fallu 10^4 fois plus d'événements pour obtenir une incertitude statistique sur η_{+-0} qui soit de l'ordre de grandeur de η_{+-} . Cette amélioration de la précision des mesures, nécessaire pour pouvoir choisir entre les différents modèles théoriques, semble difficile à concevoir actuellement.

Nous avons aussi mesuré la dépendance en fonction de l'énergie cinétique du π^0 de l'élément de matrice de transition $\langle \pi^+\pi^-\pi^0 | H | K^0 \rangle$. Bien que d'autres expériences, en particulier à partir de K_L^0 , aient un nombre d'événement plus grand que le nôtre, il nous est apparu intéressant d'étudier ce problème, car nous disposions d'événements complètement déterminés cinématiquement, avec un fond total inférieur à 1 %. Avec une paramétrisation de la forme $|M|^2 = 1 + 2a_{+-0} \frac{m_{\pi^0}}{m_{\pi^+}^2} (2T^0 - T^{\text{max}})$, nous avons obtenu $a_{+-0} = -0,31 \pm 0,03$. Ce résultat n'est pas compatible avec celles des expériences pour lesquelles il a été trouvé $a_{+-0} = -0,20$.

Avec notre valeur expérimentale pour a , et les valeurs moyennes des mesures des paramètres de la désintégration des K^+ , nous avons confronté les prédictions théoriques des modèles de l'algèbre des courants avec les valeurs mesurées. La déviation de

la règle $\Delta I = 1/2$ mise en évidence par la comparaison de $(1/2 \lambda_{+00} - \lambda_{++-})$ et λ_{+-0} ne semble pas s'expliquer actuellement par une origine électromagnétique des transitions $\Delta I = 3/2$. Par contre, le modèle de l'algèbre des courants avec $\Delta I \leq 3/2$, avec ses différentes corrections, reproduit correctement les résultats expérimentaux. On remarquera que, précédemment, la comparaison entre les prévisions théoriques et les mesures expérimentales achoppait sur la valeur de λ_{+-0} .

Toutefois, la dépendance de M en fonction de termes de degré plus élevé n'a pas pu apporter de conclusions précises et une amélioration de la statistique semble nécessaire pour permettre cette étude.

Nous avons vu que les amplitudes $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ($I = 0,2$) étaient atténuées par des effets de barrière centrifuge et que dans la désintégration du K_L^0 , il y avait aussi violation de CP : il semble donc plus facile, pour étudier la contribution de ces amplitudes, d'avoir un faisceau le plus riche possible en K_S^0 . Notre lot d'événements nous a permis de fixer la première limite supérieure pour le rapport des amplitudes $\langle \pi^+\pi^-\pi^0(I = 0,2) | H | K_S^0 \rangle / \langle \pi^+\pi^-\pi^0(I = 1,3) | H | K_L^0 \rangle = \rho : \rho < 0,4$. Un accroissement notable de la statistique serait nécessaire pour déterminer une valeur significative de ρ .

B I B L I O G R A P H I E

- [I-1] M. GELL-MANN et A. PAIS, Phys. Rev. 97, 1387 (1955)
- [I-2] S. GLASHOW, Phys. Rev. Lett. 14, 35 (1965)
W. ALLES , Phys. Lett., 14, 348 (1965)
- [I-3] T.D. LEE et C.S. WU, Weak Interactions, Ann. Rev. Nucl. Sci.,16, (1966)
- [I-4] C. ZEMACH, Phys. Rev., 133B, 1201 (1964)
- [I-5] S. WEINBERG et al., Phys. Rev., 116, 239 (1959)
- [I-6] Ph. HEUSSE, Thèse de Doctorat LAL Orsay, 1232 (1970)
- [I-7] M.K. GAILLARD, Nuo. Cim. 52A, 359 (1967)
- [I-8] P. DARRIULAT, Journal de Physique, C5, 103 (1970)
- [II-1] J.J. AUBERT et al. to be published on Nucl. Inst. and Methods (1972)
- [II-2] B. FRIEND, Nucl. Inst. and Methods, 65, 311 (1968)
- [II-3] J. LINDSAY et al., Colloque International sur l'électronique Nucléaire, Versailles, Sept. 1968
- [II-4] J.J. AUBERT et al., Nucl. Inst. and Methods, 91, 493 (1971)
- [II-5] B. FRIEND et al., International Conference on Instrumentation for High Energy Physics, Dubna 1970 and rapport interne du CERN, CERN 69-21 (1969)
- [III-1] C. LECHANOINE et al., Nucl. Inst. and Methods, 69, 122 (1969)
M. REGLER, Thèse Université de Vienne (1969)
- [III-2] H. PESSARD, Thèse, Université de Paris VII, (Avril 1972)
- [IV-1] E. BELLOTI et al., Nuo. Cim. 45A, 737 (1966)
B. WEBBER et al., Phys. Rev., D1, 1967 (1970)
- [IV-2] E. de RAFAEL, Communication privée
- [IV-3] J.J. AUBERT, Thèse de 3e cycle, Clermont-Ferrand (1969)
J.J. AUBERT et al., Nucl. Inst. and Methods, 87, 79 (1970)
- [IV-4] D. CRAWFORD et al., Electron-Proton shower, Pergamon Press, (1970)
- [V-1] Y. CHO et al. Phys. Rev., 3D, 1557 (1971)
- [V-2] F. JAMES et al., Phys. Lett., 35B, 265 (1971)
- [V-3] L.H. JONES, Thèse, University of Illinois at Urbana-Champaign (1971)
- [V-4] D. BERLEY et al., Topical Conference on weak interactions CERN 69-7 (1969)
- [V-5] D.G. HILL et al., unpublished paper, preprint BNL 10606 (1966)
- [V-6] J.A. ANDERSON et al., Phys. Rev. Lett., 14, 475 (1965)
- [V-7] B.R. WEBBER et al., Phys. Rev., 1D, 1967 (1970)
- [V-8] G.W. MEISNER et al., Phys. Rev., 3D, 59 (1971)
- [V-9] L. BEHR et al., Phys. Lett., 22, 540 (1966)
- [V-10] H.F. HAGGERTY, Thèse, University of Wisconsin (1970)

- [V-11] | A. SCRIBANO et al., Phys. Lett., 32B, 224 (1970)
- [V-12] H. HOPKINS et al., Phys. Rev. Lett., 19, 185 (1967)
- [V-13] D. LUERS et al., Phys. Rev., 133B, 1276 (1964)
- [V-14] R. ADAIR et al., Phys. Lett., 12, 67 (1964)
- [V-15] P. ASTBURY et al., Phys. Lett., 16, 80 (1965)
- [V-16] P. GUIDONI et al., Argonne Conference, ANL - 7130 (1965)
- [V-17] L. BEHR et al., Phys. Lett., 22, 540 (1966)
- [V-18] B.M.K. NEFKENS et al., Phys. Rev., 157, 1233 (1967)
- [V-19] P. BASILE et al., Phys. Lett., 28B, 58 (1968)
- [V-20] R.C. SMITH et al., Phys. Lett., 32B, 133 (1970)
- [V-21] M.G. ALBROW et al., Phys. Lett., 33B, 516 (1970)
- [V-22] BUCHANAN et al., Unpublished report, J H U - 7018 Rev. UCLA-1052 (1971)
- [VI-1] K. WINTER, Weak Interactions, Rapporteur's talk at the Amsterdam Conference (1971)
- [VI-2] L. WOLFENSTEIN, Nuo. Cim., 42A, 17 (1966)
- [VI-3] W.T. FORD et al., Phys. Rev. Lett., 25, 1370 (1970)
- [VI-4] N. CABIBBO, Phys. Rev. Lett., 10, 531 (1963)
- [VI-5] S.L. GLASHOW, Phys. Rev. Lett., 14, 35 (1965)
- [VI-6] B.R. HOLSTEIN, Phys. Rev., 171, 1668 (1968)
- [VI-7] T.N. TRUONG, Phys. Rev. Lett. 17, 153 (1966)
et Phys. Rev. Lett. 13, 358 (1964)
- [VI-8] K. NISHIJIMA et al., Phys. Rev., 146, 1161 (1966)
G.S. GURALNIK et al., Phys. Rev., 168, 1866 (1968)
- [VI-9] S. OKUBO, Nuo. Cim., 54A, 491 (1968)
et Nuo. Cim., 57A, 794 (1968)
et Ann. Phys., 49, 219 (1968)
- [VI-10] R.G. SACHS, Phys. Rev. Lett., 13, 286 (1964)
- [VI-11] N. CABIBBO, Phys. Lett., 12, 137 (1964)
- [VI-12] J. PRENTKI, Proceeding of the Oxford International Conference, 47 (1965)
- [VI-13] R.J. OAKES, Phys. Rev. Lett., 20, 1539 (1968)
- [VI-14] T. DAS, Phys. Rev. Lett., 21, 409 (1968)
- [VI-15] L. WOLFENSTEIN, Phys. Lett., 15, 196 (1965)
- [VI-16] L. WOLFENSTEIN, Phys. Rev. Lett., 13, 562 (1964)
- [VI-17] A. RITTENBERG et al., Rev. Mod. Phys., 43 (1971)
- [VI-18] T.S. MAST et al., Phys. Rev., 183, 1200 (1969)
- [VI-19] C.G. CALLAN et al., Phys. Rev. Lett., 16, 153 (1966)
- [VI-20] Y. HARA et al., Phys. Rev. Lett., 16, 875 (1966)
- [VI-21] B. AUBERT, Topical Conference on weak interactions, p: 220 CERN 69-7 (1969)
- [VI-22] C. BOUCHIAT et al., Topical conference on weak interactions p. 225 CERN 69-7 (1969)
- [VI-23] C. BOUCHIAT et al., Phys. Lett., 3, 156 (1963)
- [VI-24] S. MATSUDO et al., Phys. Rev., 188, 2308 (1969)

- [VI-25] A.M.CNOPS et al., Phys. Lett., 27B, 113 (1968)
M. GORMLEY, Thesis, Nevis 181, (1970)
- [VI-26] H. OSBORN et al., Nucl. Phys., B20, 23 (1970)
- [VI-27] C. BOUCHIAT et al., Phys. Lett., 25B, 282 (1967)
- [VI-28] B. GOBBI et al., Phys. Rev. Lett., 22, 682 (1969)
- [VI-29] D.K. ELIAS et al., Nuo. Cim., 44A, 518 (1966) ; 48A, 814 (1967)
- [VI-30] H.T. NIEH, Phys. Rev. Lett., 20, 82 (1968)
- [VI-31] A.D. DOLGOV, Soviet Journal of Nucl. Phys., 10, 579 (1970)
- [VI-32] B.R. HOLSTEIN, Phys. Rev., 183, 1228 (1969)
- [VI-33] D.G. SUTHERLAND, Proceedings of the Daresbury Study Week End 223, Janv. (1971)
- [VI-34] A. NEVEU et al., Phys. Lett. 27B, 384 (1965)
- [VI-35] A. NEVEU et al., Annals of Physics, 57, 39 (1970)
- [VI-36] B. MAGLIC et al., Contributed paper to the XVth Int. Conf. on High Energy
Physics, KIEV (1970)

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données

Vu et approuvé :

Orsay, le 10 avril 1972

Le Vice-Président du Centre d'Orsay :



A handwritten signature in dark ink, appearing to be "J. L. L. L.", written over a horizontal line.

